

C. N. R. S.
N° A. O 5715

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

HA DUC Long

Sujet de la thèse :

ETUDE DES REACTIONS $^{40}\text{Ca}({}^3\text{He}, t){}^{40}\text{Sc}$ ET ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$

Soutenue le **6 MAI 1971** devant la Commission d'Examen

Mme P. BENOIST-GUEUTAL

Président

M. L. VALENTIN

Mme H. MATHIEU-FARAGGI

} Examineurs

C. N. R. S.

N° A. O 5715

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

HA DUC Long

Sujet de la thèse :

ETUDE DES REACTIONS $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{40}\text{Sc}$ ET $^9\text{Be}(^3\text{He}, t)^9\text{B}$

Soutenue le **6 MAI 1971** devant la Commission d'Examen

Mme P. BENOIST-GUEUTAL

Président

M. L. VALENTIN

Mme H. MATHIEU-FARAGGI

} Examineurs

U. N. 2
N. 2. 2. 2

2. 2. 2

2. 2. 2

A. 2. 2. 2

2. 2. 2

2. 2. 2



2. 2. 2

2. 2. 2

2. 2. 2

2. 2. 2

2. 2. 2

Remerciements

Il m'est agréable de pouvoir exprimer ici mes sentiments de profonde gratitude à tous ceux qui m'ont aidé dans la réalisation de ce travail.

C'est d'abord à Monsieur J. Thirion, Chef du Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie, qui a bien voulu m'accueillir dans son Service et m'a donné toutes facilités pour réaliser mes expériences, que s'adresse ma vive reconnaissance.

Je tiens ensuite à remercier respectueusement Madame H. Mathieu-Faraggi, Chef Adjoint du Département de Physique Nucléaire et, en même temps, Chef du Groupe de travail auquel j'appartiens, qui a accepté la charge ingrate de ma formation et a bien voulu me guider.

Madame P. Benoist-Gueutal, Professeur à la Faculté de Sciences de Paris, a bien voulu me patronner dans mes recherches et m'a fait l'honneur de présider ce jury. Monsieur L. Valentin, Maître de Conférences, a accepté la charge de faire partie de ce jury. Je leur dis toute ma reconnaissance.

Ma gratitude va aussi à Monsieur G. Bruge qui, avec une haute compétence, a suivi de près mon travail du début jusqu'à la fin de mon contrat.

Le formalisme de calcul, dans la partie théorique, a été accompli en collaboration avec Monsieur Kamitsubo et Madame P. Kossanyi. Je leur exprime ici toute ma gratitude. Je leur associe Monsieur R. Schaeffer dont les travaux ont été des outils précieux pour cette thèse.

Ayant eu à utiliser des techniques d'analyses particulières, j'adresse tous mes remerciements à ceux qui ont participé à leur mise en oeuvre : Monsieur J.M. Loiseaux, Chargé de Recherches au CNRS, Monsieur Yves Terrien, Ingénieur au C.E.A., Monsieur Larry Schecter, Professeur à l'Université d'Oregon (U.S.A.) ont contribué principalement au succès des expériences.

Je n'oublierai pas de remercier Monsieur R. Chaminade, Chef du Laboratoire d'Electronique au Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie, ainsi que ses collaborateurs : Monsieur J. Pain, Monsieur J.-C. Lugol, Madame B. Bricaud, Monsieur M. Rouger, Monsieur J.C. Desbordes, pour leur concours en matière d'électronique et d'informatique.

Je voudrais également dire ma reconnaissance à Madame A. Garin, Chef du

Laboratoire des Jonctions, et aux personnes de ce laboratoire : Monsieur C. Chianelli, Monsieur B. Waast, pour les détecteurs que ce laboratoire m'a aimablement fournis.

La chambre de diffusion a été réalisée grâce à la collaboration de Messieurs C. Ré, A. D'Agostino et A. Chaumeaux ; qu'ils en soient remerciés.

Le faisceau d'hélium-3 a été obtenu dans les meilleures conditions grâce aux efforts de Monsieur H. Poussard et de l'équipe de conduite du cyclotron. Je leur exprime également ma gratitude.

Enfin je tiens à associer à ces remerciements tout le personnel chargé de la réalisation matérielle de cet ouvrage ; il s'agit notamment de Madame P. Gugenberger, Documentaliste du Département de Physique Nucléaire, de Madame J. Bournet, Mademoiselle D. Rossi et de Madame A. Caufouriez dont j'ai pu apprécier la compétence.

Je remercie le Commissariat à l'Energie Atomique pour son soutien financier.

Table des Matières

INTRODUCTION	3
<u>Chapitre I</u> - DISPOSITIF EXPERIMENTAL	6
I.1. EXPERIENCES ($^3\text{He}, t$) AVEC LES DETECTEURS SOLIDES (DETECTEURS A JONCTION)	6
I.1.1. Le faisceau	6
I.1.2. La chambre de diffusion	7
I.1.3. Les supports de détecteurs	8
I.1.4. La cage de Faraday	8
I.1.5. Ensemble de détecteurs (les jonctions)	8
I.1.6. Principe d'identification des particules avec les détecteurs solides	9
I.1.7. Electronique	10
I.1.8. Performances globales	12
I.2. ANALYSE AVEC LE SPECTROMETRE MAGNETIQUE - METHODE DE TEMPS-DE-VOL	13
I.2.1. Analyse du faisceau de la voie d'entrée	13
I.2.2. Aimant d'analyse	14
I.2.3. Détection dans le plan focal	15
I.2.4. La mesure du temps-de-vol	16
I.2.5. Electronique	18
<u>Chapitre II</u> - ANALYSE MICROSCOPIQUE DE LA REACTION ($^3\text{He}, t$)	21
II.1. FORMALISME GENERAL DU CALCUL	21
II.2. INTERACTION EFFECTIVE	23
II.2.1. Terme central	25
II.2.2. Terme d'échange de spins et d'isospins	25
II.2.3. Interaction contenant un terme tenseur	26

II.3. APPLICATION DU FORMALISME	27
II.3.1. Transition de parité naturelle	27
II.3.2. Transition de parité non naturelle	28
<u>Chapitre III</u> - RESULTATS EXPERIMENTAUX. ANALYSE ET DISCUSSION	29
III.1. PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	29
III.1.1. Expérience $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$	29
III.1.2. Expérience $^9\text{Be}(^3\text{He},t)^9\text{B}$	31
III.2. ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS	31
III.2.1. Potentiel optique	31
III.2.2. Attribution des spins des premiers niveaux de ^{40}Sc	32
III.2.3. Choix des fonctions d'onde pour ^{40}Sc	34
III.2.4. Interaction	35
III.2.5. Analyse microscopique des niveaux de ^{40}Sc	37
III.2.6. Analyse de l'état fondamental de ^9B	46
CONCLUSION	50
REFERENCES	52
LEGENDE DES FIGURES	55
APPENDICE A	A1-A2
APPENDICE B	B1-B3
APPENDICE C	C1-C3

INTRODUCTION

Depuis ces cinq dernières années la réaction d'échange de charge ($^3\text{He}, t$) a pris une place importante dans l'étude de la spectroscopie nucléaire et du mécanisme de réaction. Cette importance est apparue particulièrement remarquable quand les difficultés techniques et théoriques de l'expérience ont été résolues. Sur le plan théorique, cette réaction se compare à la réaction (p, n) . Son étude permet de préciser plusieurs aspects de l'interaction entre les nucléons d'un noyau et ceux du projectile, d'étudier la structure nucléaire proprement dite et le mécanisme d'échange de charge. Sur le plan expérimental, plusieurs expériences ($^3\text{He}, t$) ont été faites sur des noyaux de structure assez bien connue ; elles ont permis de mettre en évidence les propriétés suivantes (1,3) :

- . La section efficace dépend linéairement de l'isospin.
- . Les états analogues du noyau cible sont en général fortement excités dans le noyau final.
- . Dans le cas des noyaux cibles de spin nul se trouvant autour des couches fermées, les états fortement excités des noyaux impair-impairs issus de cette réaction sont formés par le couplage simple du proton particule avec le trou de neutron.

Les distributions angulaires des niveaux d'énergie ainsi créés présentent des formes caractéristiques qui dépendent essentiellement de la parité et du spin de ces niveaux. Ce fait permet de suggérer des spins et des parités pour des niveaux inconnus par comparaison de leurs distributions angulaires à des distributions angulaires mesurées pour des niveaux déjà identifiés. Pour les transitions de parité naturelle, l'intensité d'interaction ne dépend que du terme central de la force d'interaction ; on trouve qu'elle est une fonction

croissante de J (moment angulaire total transféré). Pour les transitions de parité non naturelle, la force tenseur est indispensable ^(4,5) dans l'interaction effective pour avoir un meilleur accord entre les distributions angulaires expérimentales et celles prévues par la théorie.

Néanmoins des expériences complémentaires étaient nécessaires pour avoir une meilleure définition de cette interaction, notamment dans le cas de transitions entre couches différentes et dans celui d'un noyau cible de spin non nul. A cet égard l'étude des noyaux ^{40}Ca et ^9Be a été entreprise dans ce travail. Les fonctions d'onde de ces deux noyaux sont déjà connues : fonctions d'onde en RPA pour ^{40}Ca , et fonctions d'onde de modèle en couches pour ^9Be . Le premier noyau a une double couche complète, une transition issue de l'échange de charge entre proton et neutron ne pourra être réalisée que dans des couches différentes. L'expérience justifiera la possibilité de cette transition inter-couche. Quant au noyau ^9Be , le spin initial étant non nul, l'état fondamental de ^9B ainsi créé par la réaction se compose des contributions de différents moments angulaires totaux transférés (J).

Dans les expériences antérieures, les différents termes de l'interaction effective avaient été obtenus dans les transitions relativement simples où les règles de sélection permettaient de les évaluer séparément. Dans le cas de ^{40}Ca pour chaque transition, tous les termes interviennent à la fois, mais seulement une ou deux valeurs de moment angulaire transféré s'introduisent dans le calcul de la section efficace. Tandis que dans le cas de ^9Be , pour chaque transition, il faut tenir compte, non seulement de tous les termes d'interaction, mais encore de plusieurs valeurs de moment angulaire transféré qui sont permises.

Si l'on dispose de fonctions d'onde de ^{40}Ca et ^9Be , l'introduction des paramètres de l'interaction effective établie dans les cas plus simples devrait permettre de rendre compte des résultats expérimentaux dans les cas complexes. On pourrait alors définir une interaction effective à peu près satisfaisante pour l'ensemble des réactions ($^3\text{He}, t$) et, par la suite, utiliser cette interaction pour vérifier les fonctions d'onde d'autres noyaux.

Cependant, l'étude de la réaction ($^3\text{He}, t$) présente des difficultés techniques importantes : les sections efficaces mesurées sont beaucoup plus faibles que celles obtenues dans les diffusions inélastiques ou dans les réactions

de transfert d'un nucléon. De plus, dans la plupart des expériences précédentes, le noyau résiduel est un noyau impair-impair avec une haute densité des niveaux d'énergie d'excitation. Dans ce cas, pour avoir des conditions expérimentales favorables, il a fallu une bonne résolution et une bonne technique d'identification des particules. Deux techniques différentes ont été utili-

sées : détection des particules avec des détecteurs à jonction et analyse magnétique.

L'exposé de ce travail se compose de trois chapitres. Le premier chapitre sera consacré à la description des dispositifs expérimentaux et des performances obtenues. Au cours du deuxième chapitre nous développerons le formalisme de calcul du modèle microscopique dans le cadre de la DWBA. Dans le troisième chapitre nous présenterons des résultats expérimentaux. Les analyses et les discussions termineront cette thèse.

Chapitre I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I.1 EXPERIENCES ($^3\text{He}, t$) AVEC LES DETECTEURS SOLIDES (DETECTEURS A JONCTION)

Ces expériences ont été réalisées au poste "Brest" du cyclotron à énergie variable de Saclay. La détection des particules a été faite avec des détecteurs à jonction. Ce dispositif de détection est préféré au spectromètre magnétique dans le cas où une résolution meilleure que 0,1 % de l'énergie des particules incidentes n'est pas indispensable. Il permet une mise en place souple de l'expérience et une identification simple des particules. Il présente également un autre avantage : un taux de comptage important et une seule mesure par angle d'observation.

I.1.1. Le faisceau (fig. 1). Le cyclotron fournit un faisceau d'hélium-3 de 30,2 MeV. Au niveau de la sortie du canal magnétique, sa trajectoire est ajustée grâce à deux aimants C_0 et C_0 , qui servent à compenser le champ de fuite du cyclotron. Le faisceau se dirige ensuite vers un aimant d'orientation A_0 en traversant un doublet quadrupolaire Q_1 Q_2 . A l'entrée de l'aimant A_0 se trouvent deux lèvres mobiles qui contrôlent l'alignement de cette partie du trajet. L'aimant A_0 oriente le faisceau vers l'une de trois voies de distribution. La polarité indiquée sur la figure 1 permet de dévier le faisceau vers la voie 3, celle que nous avons utilisée.

Une boîte de petites lèvres en tantale poli se trouvant au point de focalisation de Q_1 Q_2 définit le point objet de l'aimant analyseur A_1 qui est un secteur magnétique de 60° et d'indice 0,5. En ce point objet on peut observer le faisceau à l'aide d'un quartz et d'une télévision en circuit fermé.

L'ouverture et la fermeture de ces lèvres sont télécommandées et l'image du faisceau sur le quartz peut être observée sur un écran de télévision placé dans la salle de commande du cyclotron. A la sortie de l'aimant A_1 , se trouve une autre boîte de deux grosses lèvres, également en tantale, solidaires de deux quartz. Ces lèvres matérialisent le point image optique de A_1 . C'est à ce niveau que s'effectue la sélection de la bande d'énergie. Avant la chambre de diffusion, le faisceau est focalisé de nouveau par un deuxième doublet quadrupolaire Q_1' . Celui-ci admet comme point objet focal la position des deux grosses lèvres dont l'ouverture définit le faisceau. Le centre de la cible dans la chambre constitue son point image. La présence d'un deuxième aimant de 60° (aimant A_2) a pour rôle de diriger le faisceau vers le poste d'analyse magnétique (cf. paragraphe I.2.). Dans le cas où A_2 ne fonctionne pas, un champ rémanent subsiste. Ce champ doit être compensé par une alimentation supplémentaire.

Avant l'entrée dans l'aimant A_1 , le faisceau est aligné sur les petites lèvres et les grosses pelles. A la sortie de cet aimant, l'alignement est contrôlé par une mesure sur les grosses lèvres et la cage de Faraday séparée en deux secteurs.

I.1.2. La chambre de diffusion⁽⁶⁾ (fig. 2). La constitution de cette chambre a pour but, d'une part d'obtenir une bonne résolution angulaire et d'autre part de servir aux équipements très variés de différentes expériences. Ses dimensions sont $100 \times 100 \times 50,5 \text{ cm}^3$. Elle est susceptible de recevoir quatre blocs de détection correspondant à quatre angles de détection différents. Ces blocs de détection sont répartis comme suit : deux sur le plateau tournant supérieur et deux sur le plateau tournant inférieur. Le mouvement de ces deux plateaux est assuré par un système de télécommande avec affichage. Il en est de même pour le porte-cible qui a deux mouvements indépendants : translation et rotation. La distance cible-détecteur est variable (de 15 cm à 30 cm) grâce à une glissière le long de laquelle coulisse le support des détecteurs. Le porte-cible à quatre logements est introduit par un sas ce qui permet, de manière indépendante, d'ouvrir la chambre ou de changer les cibles suivant les besoins de l'expérience.

A l'extérieur de la chambre et devant un hublot se trouve une caméra dont l'objectif vise le centre de la chambre. Son rôle est, soit de visualiser un scintillateur placé dans le porte-cible pour vérifier l'alignement du faisceau, soit de contrôler l'état des cibles.

Deux détecteurs de monitoring sont placés à 45° de part et d'autre de la

direction du faisceau. Ils sont équipés de diaphragmes d'ouverture circulaires, de diamètres variables. Ils servent à calibrer le faisceau et à mesurer le temps mort de la chaîne électronique.

I.1.3. Les supports de détecteurs (fig. 3). Ils sont conçus de manière à pouvoir recevoir un, deux ou trois détecteurs selon le mode de détection : détection simple (cas de la diffusion) ou détection avec identification des particules (deux ou trois détecteurs) (cf. : Principe d'identification des particules, paragraphe 1.1.6.). A côté de ces détecteurs à jonction se trouvent les préamplificateurs de charge placés sous vide, reliés aux détecteurs par une courte connexion. L'ensemble de détection (jonctions et préamplificateurs de charge) est protégé par un double blindage, ce qui permet de réduire les parasites donc d'augmenter la résolution.

Les jonctions fonctionnent à basse température (-30°C) à l'aide d'un dispositif de refroidissement par effet Peltier. Le contact thermique est assuré par des surfaces polies non soudées. La chaleur dégagée par la face chaude de l'élément thermoélectrique est dissipée à travers un radiateur refroidi à l'eau.

L'angle solide de détection est défini par des diaphragmes en tantale poli placés devant les détecteurs. L'ouverture de ces diaphragmes est variable et calibrée par des pions. Devant ces diaphragmes, et le long du parcours des particules diffusées, se trouvent des plaques sur lesquelles s'applique en permanence un champ électrique de l'ordre de 3000 volts. Ceci a pour effet d'éliminer les électrons émis par la cible lors du passage du faisceau. On a constaté une augmentation sensible de la résolution grâce à ce dispositif.

I.1.4. La cage de Faraday. Elle se trouve sur la face arrière de la chambre. Elle est constituée par un tube de 1,50 m de longueur et par deux secteurs indépendants et électriquement isolés qui permettent de contrôler la direction du faisceau et de mesurer son intensité. La charge est mesurée par l'intermédiaire d'un convertisseur courant-fréquence et d'une échelle.

I.1.5. Ensemble de détecteurs (les jonctions). Pour discriminer la nature des particules sortantes, il faut deux détecteurs montés en télescope : un détecteur mince (ΔE) qui mesure la perte d'énergie et l'autre épais (E) dans lequel les particules s'arrêtent. Le détecteur épais est obtenu par diffusion de lithium sur la surface d'un barreau de silicium de type p. On crée ainsi une jonction P-N. En appliquant ensuite une polarisation inverse, à une température de l'ordre de 110°C (où le lithium est assez mobile dans le réseau), on

compense par du lithium pris dans la zone N les impuretés de type P du substrat (barreau). On obtient finalement une structure N-intrinsèque-P. La jonction utilisée pour un faisceau d'hélium-3 à 30,2 MeV est un cylindre dont le volume utile à une épaisseur de 3 mm et une surface circulaire de 1 cm². Le détecteur mince ΔE d'épaisseur 250 μm est du type barrière de surface. Si l'ensemble fonctionne à basse température, le courant de volume diminue, ceci entraîne une diminution de bruit, donc une meilleure résolution. Pendant l'expérience, cet ensemble est maintenu à -30°C par le bloc à effet Peltier décrit plus haut.

I.1.6. Principe d'identification des particules avec les détecteurs solides.

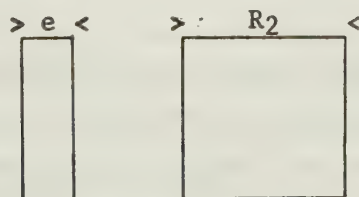
On a utilisé la méthode de Goulding ⁽⁷⁾ fondée sur la relation entre le parcours R et l'énergie E : $R = aE^b$ où a ne dépend que de la nature de la particule. Empiriquement a est proportionnel à $1/M^{0,73}Z^2$ où M est la masse de la particule et Z sa charge. Les valeurs de a sont données dans le tableau suivant :

particule	proton	deuton	triton	hélium-3	α
a	32,2	19,1	14,2	3,54	2,95

La constante b est de l'ordre de 1,73 dans une large bande d'énergie. Si l'on mesure l'énergie perdue ΔE dans le détecteur mince d'épaisseur e et l'énergie restante E dans le second, le parcours total R₁ est relié au parcours R₂ restant par :

$$R_1 = e + R_2 = a(E + \Delta E)^{1,73}$$

$$\text{et } R_2 = aE^{1,73}$$



D'où

$$ID = \frac{e}{a} = (E + \Delta E)^{1,73} - E^{1,73}$$

On voit que la grandeur $ID = e/a$ caractérise la nature de la particule

pour une jonction ΔE d'épaisseur donnée. De plus, on peut former électroniquement les quantités $(E + \Delta E)^\mu$ et E^μ , ce qui permet d'ajuster au mieux le coefficient pour les gammes d'énergies correctes. Dans le cadre de cette expérience, cette opération est réalisée par un ordinateur PDP8 travaillant en ligne.

I.1.7. Electronique. La figure 4 schématise l'ensemble électronique pour une mesure à deux angles : deux voies de détection identiques et indépendantes. Chaque voie de détection comporte une voie analogique et une voie logique qui sert à sélectionner les "bonnes" informations avant leur traitement dans les ordinateurs. L'ensemble du système est destiné à résoudre différents problèmes :

- . détection des particules,
- . identification de leur nature,
- . aiguillage et stockage de ces informations,
- . analyse et impression des résultats.

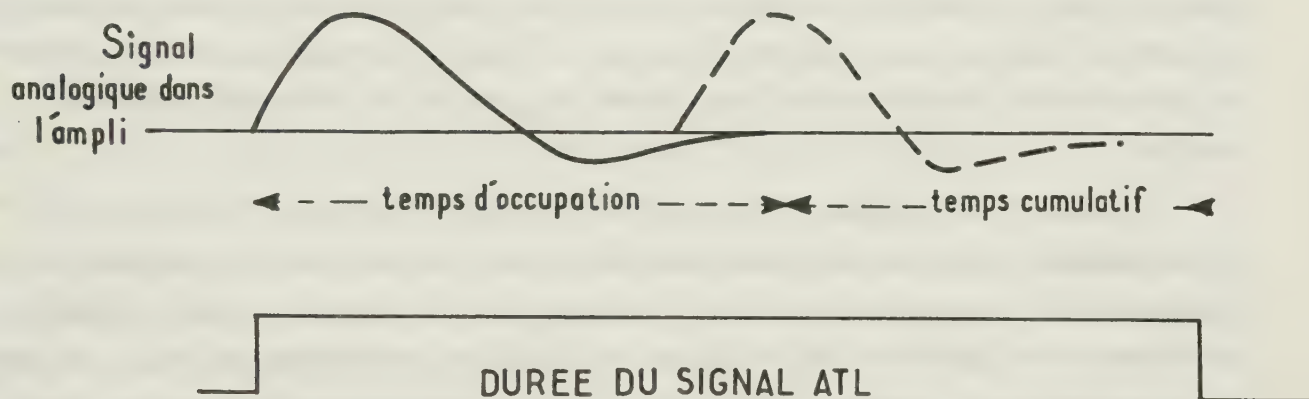
I.1.7.1. Voie analogique. Lors du passage des particules émises à partir de la réaction, les jonctions E et ΔE fournissent deux impulsions dont les amplitudes à la sortie des préamplificateurs de charge (PAC) sont proportionnelles à l'énergie perdue par ces particules. Ces signaux de tension sont amplifiés par des amplificateurs dont le filtre de mise en forme, qui a pour but d'augmenter le rapport signal sur bruit, est formé de deux dérivations et quatre intégrations (ampli 4I + 2D). En outre, une porte linéaire assure le conditionnement des impulsions de ces amplificateurs. Dans le cas de deux angles de détection, l'emploi de deux mélangeurs $[MEL(\Delta E) = \Delta E_1 + \Delta E_2 \text{ et } MEL(E + \Delta E) = (E_1 + \Delta E_1) + (E_2 + \Delta E_2)]$ permet de diminuer le nombre des convertisseurs analogiques numériques CA13. Les signaux sortis des mélangeurs sont envoyés ensuite vers trois convertisseurs CA13 (41,42,43). Ceux-ci ont pour rôle de coder effectivement les informations analogiques sous forme de langage binaire avant de les traiter dans les ordinateurs.

I.1.7.2. Voie logique. La voie logique a un rôle essentiel. En effet, elle autorise la conversion des impulsions fournies par les amplificateurs uniquement lorsque les amplitudes de ces impulsions ne sont pas faussées par l'arrivée des autres impulsions. Ceci s'effectue avec une certaine précision supposant aucun phénomène d'empilement dans les amplificateurs et les mélangeurs. Pour cela, la voie logique se compose de trois parties dont deux sont complémentaires par leur sensibilité à détecter des impulsions de faible énergie. Ces deux parties sont la voie rapide et la voie où figure l'ampli 2D + 1I. La troisième

partie, constituée par une logique ET de deux signaux E et ΔE , permet de n'ouvrir la porte que sur les bonnes informations c'est-à-dire celles ayant des amplitudes convenables et étant en coïncidence E. ΔE .

Les limites inférieures du seuil des impulsions analogiques pour que les parties logiques interviennent sont : 150 keV pour la voie "2D + 1I" et 2 MeV pour la voie rapide.

. Cas 1 : signal supérieur à 150 keV. L'impulsion dérivée à la sortie du PAC, et amplifiée par l'amplificateur 2D + 1I, déclenche le signal logique de l'ordre de 400 mV d'un discriminateur à haut niveau (DHN). Ce signal est envoyé ensuite à un circuit monostable (MONO) bas niveau qui fournit un signal de 7 V de durée 400 ns pour déclencher le tiroir anticumul (ATL), celui-ci donne donc un signal logique 7 V dont la durée couvre le temps d'occupation de l'impulsion dans l'ampli et le temps cumulatif.



Ce signal fonctionne en coïncidence avec le signal venant de la voie logique de la chaîne E à travers un tiroir ET. Ceci permet de déclencher un monostable qui commande l'ouverture de la porte pendant 2,4 μ s.

. Cas 2 : signal supérieur à 2 MeV. La voie rapide est utilisée. Le tiroir anticumul rapide (ATR) empêche l'empilement sur la partie positive des impulsions dans l'amplificateur de 0 à 2,4 μ s. Dans le cas où il y a empilement dans une voie de détection, un signal anti-coïncidence rapide (ACR) apparu à la sortie du tiroir anticumul rapide ATR bloque immédiatement le tiroir "coïncidence-anticoïncidence" (tiroir TCA). Dans les autres cas, ce dernier tiroir fournit un signal "coïncidence retardée" qui est envoyé aux convertisseurs CA13 pour autoriser le traitement des informations.

I.1.7.3. *Discrimination des voies de détection.* L'aiguilleur Intertechnique AP32 est un organe de codage entrant dans la composition d'une chaîne d'analyse multiparamétrique : il peut permettre d'aiguiller dans 32 voies. Dans le cas

actuel, le codeur AP32 est, d'une part, associé aux codeurs d'amplitude CA13 (ΔE) par l'intermédiaire d'un tiroir "ramasseur de bits". Ce tiroir aiguille les premiers 1024 canaux vers la première voie de détection, et ceux du deuxième groupe de 1024 canaux vers la deuxième voie de détection. En outre le codeur AP32 permet le transfert des résultats directement dans le registre d'entrée d'un bloc d'exploitation numérique du convertisseur CA13.

Le codage des angles est reconnu par le calculateur PDP8(A) couplé en ligne. Ce calculateur fonctionne avec le programme d'identification des particules écrit pour deux angles de détection (programme IDA2*). Ce programme calcule la fonction de Goulding décrite plus haut. Les spectres d'identification sont visualisés en permanence à partir du calculateur PDP8(A). Les signaux analogiques sont ensuite transférés provisoirement par angle et par type de particules à un bloc d'exploitation BM96 à 4096 canaux. A la fin de chaque mesure, les contenus de ce BM96 sont transcrits sur bandes magnétiques à l'aide d'un deuxième calculateur PDP8(B) couplé à un bloc DEC-tape. Celui-ci permet également de faire un dépouillement de ces contenus à l'aide de programme JIM(8) qui donne les résultats expérimentaux sous forme de spectre de raies calibrées en énergie.

L'ensemble du système fonctionne de façon satisfaisante à condition de faire quelques réglages préliminaires. On choisit la tension de polarisation des jonctions pour pouvoir collecter entièrement les charges (E) et pour dépléter complètement la jonction (ΔE) toujours en réduisant au maximum le bruit de fond. Les gains des amplificateurs (E) et (E + ΔE) de deux voies doivent aussi être égalisés avec la plus grande précision.

I.1.8. Performances globales. Dans le cas de ^{40}Ca , l'angle solide est

$$d\Omega = \frac{9 \times 1,5}{(300)^2} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ sr.}$$

Dans cette expression $9 \times 1,5 \text{ mm}$ est l'ouverture des diaphragmes des détecteurs et 300 mm est la distance cible-détecteurs. On a obtenu une résolution globale de 70 keV dont les principales composantes sont :

- . résolution due au faisceau : 20 keV
- . résolution due à la cible : 30 keV (épaisseur de cible = $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- . électronique 7 keV
- . résolution due aux détecteurs : 30 keV (pour ΔE), 50 keV (pour E)
- . entre 10° et 40° la résolution due à la cinématique a une valeur

* Laboratoire d'électronique du Service SPNME (Saclay)

moyenne de l'ordre de 22 keV/dégré. Ceci correspond à 6,3 keV pour l'ouverture angulaire citée plus haut.

Cependant, en général, les noyaux résiduels obtenus par la réaction ($^3\text{He}, t$) sur des noyaux de couches complètes ont une haute densité des niveaux d'énergie. La résolution obtenue avec les détecteurs solides ne suffit pas dans plusieurs cas pour différencier certains niveaux. C'est le cas de l'état fondamental et du premier état excité de ^{40}Sc . Nous avons donc utilisé le spectromètre magnétique pour résoudre ces niveaux. Ce sera l'objet du paragraphe suivant.

I.2. ANALYSE AVEC LE SPECTROMETRE MAGNETIQUE - METHODE DE TEMPS-DE-VOL.

L'analyse magnétique est nécessaire si l'on veut obtenir une résolution inférieure à 40 keV. Elle a été réalisée avec le dispositif expérimental en service depuis quelques années. Celui-ci se compose principalement d'un aimant à 180°, d'une chambre à étincelles en vue de la localisation en énergie des particules et d'un dispositif pour la mesure du temps-de-vol des particules dans l'aimant afin de permettre la discrimination de la nature des particules émises.

L'emploi de cet aimant et de la chambre à étincelles a été successivement décrit par G. Vallois ⁽⁹⁾, P. Lopato ⁽¹⁰⁾ et G. Francillon ⁽¹¹⁾ dans leurs études de la diffusion des protons. L'aimant a été monté de manière à permettre la compensation de la largeur en énergie du faisceau suivant le principe de B.L. Cohen ⁽¹²⁾.

La mesure du champ d'induction de l'aimant analyseur et la localisation par la chambre à étincelles fournit une valeur de ME/Z^2 .

Dans le cas des réactions ($^3\text{He}, t$) qui nous intéressent, les deutons d'énergie E et les tritons d'énergie $2E/3$ sont détectés simultanément, et les deutons sont en général beaucoup plus nombreux. La discrimination entre deutons et tritons a été obtenue grâce à la pulsation du faisceau en mesurant le temps-de-vol à travers l'aimant analyseur des particules émises. Cette méthode fournit une meilleure identification que celle utilisant la perte d'énergie des deutons et des tritons dans un scintillateur plastique et qui s'est révélée insuffisante.

1.2.1. Analyse du faisceau de la voie d'entrée. Le faisceau d'hélium-3 se dirige vers la salle d'expériences "Bordeaux" grâce aux deux aimants à 60° (A_1 et A_2) (fig. 1). Ces deux aimants ont un indice de 0,5 et un rayon de

72 cm. Le grandissement radial M_r de chaque aimant est égal à -1 ; on fonctionne en géométrie symétrique, ainsi les distances objet et image restent-elles égales (fig. 4). Soit I_1 l'image de I_0 . La dispersion énergétique du faisceau en I_1 est 0,1 %. Le faisceau passe ensuite par un ensemble de deux doublets quadrupolaires (fig.5) qui donnent une image I_2 de I_1 sur la cible. Le grandissement G de ce système quadrupolaire est une fonction de leur champ magnétique et de leur position par rapport à I_1 .

I.2.2. Aimant d'analyse.

I.2.2.1. *Description générale.* Les particules émises dans la réaction sont analysées par un aimant à 180° . Celui-ci est monté sur un bâti et peut tourner dans un plan horizontal autour d'un axe qui passe par le centre de la cible. L'angle de détection est déterminé par la position de cet aimant et la direction des particules incidentes. En principe cet angle peut varier de -6° à 140° (fig.5).

Un système de pompage (du type pompe à diffusion) solidaire du bâti assure un bon vide (jusqu'à 10^{-6} mm Hg) sur le parcours des particules. De plus le champ de l'aimant est contrôlé par une sonde à effet Hall placée dans le champ de fuite.

I.2.2.2. *Fonctionnement de l'aimant avec les ions d'hélium-3.* Les propriétés magnétiques de l'aimant à 180° sont semblables à celles des aimants à 60° . Cet aimant est à double focalisation. La géométrie est telle que les distances objet et image sont égales et ont la même valeur dans les plans horizontal et vertical. Ceci est obtenu par le choix de l'indice 0,5 ⁽¹³⁾. Les deux plans focaux horizontal et vertical qui se coupent sur l'axe optique sont inclinés respectivement de 30° et 45° par rapport à l'axe optique. Le rayon de courbure moyen est de 72 cm et le grandissement est égal à -1 . La variation de l'énergie des particules suivant l'angle de détection, due à la cinématique, entraîne un déplacement du plan focal horizontal qui, cependant, coupe toujours l'axe optique suivant un angle de 30° . Cet effet est important dans le cas de la réaction $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{40}\text{Sc}$ à 30,2 MeV puisque le déplacement, compté le long de l'axe optique, atteint 28 cm à $\theta = 90^\circ$. Sachant que la dispersion en énergie de l'aimant à 180° est, perpendiculairement à l'axe optique, pour des tritons de 15 MeV, de 15 keV pour 1,44 mm, on ne pourrait avoir comme résolution en énergie mieux que $15 \times \frac{280}{1,44} \times \frac{2}{57} \approx 100$ keV (pour une ouverture angulaire du spectromètre de $\pm 1^\circ = 2/57$ radian). On voit qu'il est donc nécessaire de faire coïncider la position de la chambre à étincelles (détecteur de localisation,

donc de l'énergie des particules diffusées qui passent dans l'aimant) avec la position réelle de la focale horizontale. Dans ce but, la boîte à vide de sortie du spectromètre se présente sous la forme d'un coin triangulaire mobile (fig. 6) qui permet de faire varier la distance entre l'aimant et la chambre à étincelles sans pour cela augmenter la distance entre la fenêtre de sortie et le détecteur.

I.2.3. Détection dans le plan focal.

I.2.3.1. *La chambre à étincelles* ⁽¹⁴⁾. Elle comprend deux grilles parallèles plongées dans une atmosphère d'hélium. Ces grilles tressées en fils de tungstène de 30 μ m de diamètre formant des mailles de 0,5 mm de côté, constituent deux électrodes. Leur distance (3 mm) permet d'avoir un gradient de champ électrique important. Leur polarisation est telle que l'une est portée à la tension positive et l'autre à la masse. Elles sont montées sur un support en plexiglas sur lequel sont collées des fenêtres de mylar.

La circulation régulière de l'hélium est assurée par deux tuyaux fixés au bout de la carcasse de la chambre.

Au cours du fonctionnement, la présence d'un champ de balayage est indispensable dans le but d'éliminer les ions et les électrons parasites créés par les étincelles.

Un schéma électronique du système de déclenchement du système et de balayage est donné par la figure 7.

I.2.3.2. *Principe de la localisation.* La localisation de l'étincelle se fait par la méthode de partage du courant. La figure 8 en schématise le principe. La charge totale disponible dans la capacité C du déclencheur lors de la décharge se partage en Q_1 et Q_2 . Les charges Q_1 et Q_2 sont proportionnelles aux admittances des chemins parcourus a_1 et a_2 . La différence $Q_2 - Q_1$ ne dépend que de la position de l'étincelle si le signal Q est constant. On mesure les charges Q_1, Q_2, Q à l'aide de petits transformateurs T_1, T_2 et T constitués par des tores de ferrite. T_1 et T_2 sont connectés en parallèle avec des sens d'enroulement opposés. Les condensateurs C_1, C_2, C montés en parallèle forment avec T_1, T_2, T des circuits dont l'impédance est adaptée convenablement. Les signaux ainsi recueillis sont envoyés dans des convertisseurs (voir partie électronique).

I.2.3.3. *Le photomultiplicateur (PM).* Il est employé ici pour jouer deux rôles

principaux. Il permet de détecter les particules émises dans la réaction et de déclencher la chambre à étincelles à l'aide des signaux proportionnels à la perte d'énergie de ces particules dans le scintillateur. Un sélecteur de bande permet une discrimination grossière de la nature des particules. D'autre part, on utilise les signaux pour discriminer les deutons et les tritons par leur temps-de-vol à travers l'analyseur pour un champ donné. Ce temps de parcours est proportionnel à la masse. La différence des temps-de-vol des particules détectées par le photomultiplicateur sera convertie en spectre de masse.

Le tube du photomultiplicateur est du type PS 1520, fabriqué par la Radiotechnique-Coprim. La photocathode a un diamètre de 24 mm. Elle a une bonne amplification (10^7 sous 1900 V).

L'ensemble scintillateur-guide, soudé par polymérisation, a 6 mm d'épaisseur, 20 mm de hauteur et 40 cm de longueur. Le guide de lumière est ajusté contre la photocathode à l'aide d'un collier et d'une bague de serrage.

I.2.4. La mesure du temps-de-vol.

I.2.4.1. *Nécessité d'une identification.* Dans un spectrographe magnétique, les particules ayant la même valeur de H_p sont analysées et détectées ensemble au même point du plan focal. Ceci entraîne, dans le cas de la réaction $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{40}\text{Sc}$, une détection simultanée des tritons et des deutons de la réaction $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, d)^{41}\text{Sc}$. En effet, pour des ions ^3He d'énergie $E = 30,2$ MeV, les tritons ont une énergie maximale, à 0° , de

$$E_t = E - Q = 30,2 - 14,342 = 15,858 \text{ MeV}$$

et les deutons

$$E_d = E - Q' = 30,2 - 4,406 = 25,794 \text{ MeV}.$$

Le champ magnétique correspondant à 15,858 MeV de tritons focalisera en même temps des deutons de .

$$E_d = \frac{15,858 \times 3}{2} = 23,6 \text{ MeV} .$$

Il y aura donc toujours des deutons mélangés aux tritons et une méthode d'identification s'impose. Nous avons utilisé celle du temps-de-vol.

I.2.4.2. *Principe.* Il s'agit de déterminer le temps-de-vol de deux particules b_1 , b_2 d'énergies E_{b_1} et E_{b_2} , émises par deux réactions différentes $A(a, b_1)B_1$ et

$A(a,b_2)B_2$ à une même énergie incidente E_a de a et ayant la même trajectoire dans l'aimant d'analyse. Soit V_1 la vitesse et m_1 la masse de la particule ; si les particules ont la même charge Ze , on a :

$$H\rho Ze = m_1 V_1 = m_2 V_2$$

où H est le champ de l'aimant , ρ le rayon de la trajectoire moyenne.

Soit L le parcours des particules :

$$L = V_1 \tau_1 = V_2 \tau_2 ,$$

τ_i étant le temps-de-vol. Il vient :

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{V_2}{V_1} = \frac{m_1}{m_2} .$$

Le parcours L se compose du trajet de la cible à l'aimant analyseur, du trajet moyen dans cet aimant et de la sortie à la détection sur le plan focal. (fig. 6).

$$L = \pi\rho + 00_1 + 0_2 0_3 = 326 \text{ cm} \quad \rho = 72 \text{ cm}.$$

A 15,86 MeV la vitesse v_t des tritons est :

$$V_t = 3,2 \times 10^9 \text{ cm/s}$$

d'où

$$\tau_t = \frac{L}{V_t} = 102 \text{ ns} .$$

Pour l'énergie correspondante des deutons $E_D = 23,6 \text{ MeV}$, les deutons ont la vitesse :

$$V_D = \frac{3}{2} V_t = 4,8 \times 10^9 \text{ cm/s} ,$$

et

$$\tau_d = \tau_t \times \frac{2}{3} = 68 \text{ ns},$$

$$\Delta\tau = 102-68 = 34 \text{ ns} .$$

La fréquence du cyclotron pour 30,2 MeV d'hélium-3 est 13,576 MHz ce qui correspond à une période de 73 ns. Autrement dit, à chaque période de 73 ns, une

mesure de la différence de temps $\Delta\tau = 34$ ns permet de séparer les deutons et les tritons (voir partie électronique). Pour les niveaux excités, l'énergie des tritons et la valeur du champ sont assez peu différentes de celles calculées ci-dessus pour l'état fondamental.

I.2.5. Electronique (fig. 11)

I.2.5.1. Les appareillages nécessaires

- . Un ensemble scintillateur plastique
- . Le système de déclenchement de la chambre à étincelles
- . Un tiroir de conversion temps-amplitude (T.A.C.)
- . Sélecteurs de bande
- . Un tiroir coïncidence-anticoïncidence (ET,OU)
- . Un convertisseur couplé avec 1 bloc-mémoire 256 canaux
- . Un discriminateur à haut niveau
- . L'échelle pour la mesure du temps-de-vol type
- . Deux convertisseurs CA 13(42,43)
- . Calculateur PDP8
- . Un bloc-mémoire 4096 canaux

I.2.5.2. Fonctionnement

. Déclenchement de la chambre à étincelles. L'arrivée d'une particule dans le scintillateur plastique donne lieu, à la sortie des photomultiplicateurs, à une impulsion rapide (quelques nanosecondes) de hauteur variable suivant la perte d'énergie de la particule dans le scintillateur. Ce signal est envoyé dans un sélecteur de bande à sortie logique qui permet d'éliminer les signaux du P.M de petite amplitude (fond provoqué par le rayonnement issu principalement de la cage de Faraday). A ce niveau on ne laisse passer que les tritons et les deutons. Un tiroir de blocage, dont la durée de blocage est réglée de façon à être supérieure au temps mort de la chambre à étincelles (temps pendant lequel, après déclenchement d'une étincelle dans la chambre, un deuxième déclenchement de (haute tension) peut provoquer une deuxième étincelle sans qu'il y ait eu une nouvelle ionisation dans la chambre), précède le déclenchement H.T.

Dans le but de normaliser les sections efficaces, on compte le nombre de signaux P.M, le nombre de déclenchements de H.T. et le nombre d'étincelles.

. Discrimination par temps-de-vol. Après la mise en forme, le signal P.M et l'impulsion haute fréquence du cyclotron sont envoyés dans un tiroir de conversion temps-amplitude (T.A.C.). Lors du passage d'une particule, le T.A.C.

déclenche un signal d'amplitude linéairement croissante avec le temps, qui est stoppé par le signal haute fréquence du cyclotron. La différence de temps de parcours entre les deutons et les tritons pouvant passer simultanément dans l'aimant analyseur est de l'ordre de 35 ns, ce qui est largement suffisant pour séparer les pics de deutons et ceux de tritons dans le spectre en temps donné par le T.A.C.. On a obtenu une séparation équivalente à 130 keV entre ces deux particules. Le signal analogique issu du T.A.C. passe dans un sélecteur de bande permettant de ne conserver que les signaux correspondant aux particules désirées (ici les tritons). Le signal logique issu de ce sélecteur de bande est alors envoyé en coïncidence sur les convertisseurs CA13 qui traitent les signaux provenant de la chambre à étincelles. Les informations codées par ces convertisseurs seront ensuite analysées par un ordinateur PDP8 couplé en ligne. Celui-ci transfère le spectre de tritons à un BM96.

La résolution obtenue à partir de l'analyse magnétique est de l'ordre de 20 keV.

A l'aide des deux dispositifs (détecteur à jonctions et analyse magnétique), nous avons étudié les réactions $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$ et $^9\text{Be}(^3\text{He},t)^9\text{B}$.

Avant de décrire ces deux réactions, nous allons exposer le principe de l'analyse théorique qui servira à l'exploitation des données expérimentales.

Chapitre II

ANALYSE MICROSCOPIQUE DE LA REACTION ($^3\text{He}, t$)

L'excitation des états analogues $T = T_0$ dans les réactions d'échange de charge peut être considérée comme un processus quasi élastique s'il s'agit d'un état analogue de l'état fondamental ou quasi inélastique (analogue d'un état excité). Mais le modèle collectif ne prévoit pas l'excitation des états non analogues. Ce phénomène joue un rôle essentiel dans les réactions ($^3\text{He}, t$) qui excitent fortement des niveaux dont l'isospin $T = T_0 - 1$ a une unité de moins que celui des états analogues. Une description microscopique est préférée dans ce cas parce qu'elle permet de décrire toutes les transitions d'échange de charge et de tester les fonctions d'onde nucléaires si l'on suppose connue la forme de l'interaction.

Le formalisme de calcul sera fait dans les hypothèses suivantes : i) le mécanisme de réaction est supposé direct ; ii) les contributions de l'effet d'échange et le processus l'excitation multiple sont négligés.

II.1. FORMALISME GENERAL DU CALCUL

Soit H_{total} l'hamiltonien du système tel que :

$$H_{\text{total}} = H_{\text{noyau}} + H_{\text{projectile}} + V_{\text{interaction}} = H_0 + V \quad (1)$$

où

$$H_0 = H_{\text{noyau}} + H_{\text{projectile}}$$

$$H_{\text{projectile}} = T_{\text{projectile}} + V_{\text{projectile}}(\text{optique}) \quad (2)$$

et où $T_{\text{projectile}}$ est l'énergie cinétique du projectile.

Alors H_0 n'est pas hermitique à cause du terme $V_{\text{projectile}}^{(\text{optique})}$. Le terme V figurant dans l'équation (1) est l'interaction résiduelle ; il peut se décomposer en différents termes :

$$V = V_{cc} + V_{cp} + V_{pp} \quad (3)$$

où

V_{cc} = interaction entre les nucléons cibles,

V_{cp} = interaction entre les nucléons cibles et les nucléons projectiles,

V_{pp} = interaction entre les nucléons projectiles.

Soit χ la fonction d'onde distordue qui décrit le projectile. χ est solution propre de $H_{\text{proj}} + V_{pp}$. Dans l'approximation de Born (DWBA), l'amplitude de transition d'une réaction $A(a,b)B$ est de la forme⁽¹⁶⁾ :

$$T_{FI} = \langle \chi_{K_F}^{(-)} | \langle B, b | V | A, a \rangle | \chi_{K_I}^{(+)} \rangle, \quad (4)$$

où

$$K = \langle B, b | V | A, a \rangle \quad \text{est appelé facteur de forme.} \quad (5)$$

L'expression K peut s'écrire plus explicitement, en introduisant les fonctions d'état de A, B et a, b :

$$K = \langle \phi_{J_f}^{M_f}(\vec{r}, \vec{\sigma}, \vec{\tau}) \phi_{J_i T_i}^{M_i P_i}(\vec{r}, \vec{\sigma}, \vec{\tau}) | V | \phi_{J_i T_i}^{M_i P_i}(\vec{r}, \vec{\sigma}, \vec{\tau}) \phi_{J_i}^{M_i}(\vec{r}, \vec{\sigma}, \vec{\tau}) \rangle \quad (6)$$

où par convention on pose :

ϕ_J : fonction d'état pour le noyau et $\phi_{J, T}$: fonction d'état pour le projectile. i, f représentent l'état initial et l'état final, $\vec{r}$ les coordonnées dans l'espace du noyau, $\vec{\sigma}$ les coordonnées dans l'espace de spin et $\vec{\tau}$ les coordonnées dans l'espace d'isospin.

R. Schaeffer⁽¹⁷⁾ a montré que l'interaction V figurant dans l'équation (6) n'est autre que l'interaction V_{cp} figurant dans la relation (3) entre les nucléons de la cible et les nucléons du projectile. Ce terme est défini dans l'espace produit des espaces de coordonnées du noyau et des espaces de coordonnées du projectile. Il est la somme des interactions entre les différentes paires nucléon cible - nucléon projectile. Pour exploiter V_{cp} , il est nécessaire d'introduire les opérateurs de création et d'annihilation. Pour les projectiles, ces opérateurs sont notés dans l'espace de spin et l'espace d'isospin.

Soit $C_{\nu\beta}^+$: des opérateurs de création et $C_{\nu\beta}$ des opérateurs d'annihilation. Pour les noyaux ils sont notés :

$p_{jm\alpha}^+$: création d'un proton (ou d'un neutron)

$n_{jm\alpha}$: annihilation d'un neutron (ou d'un proton).

Les nombres quantiques utilisés ont les significations suivantes :

ν : 3ème composante de spin

β, α : 3ème composante de l'isospin

j, m : nombres quantiques usuels d'une particule suivant le modèle en couches.

Soit ϕ la fonction de modèle en couches. Pour le noyau, cette fonction s'écrit $\phi_{jm\alpha}$ et pour le projectile elle s'écrit $\phi_{\nu\beta}$.

L'expression formelle de V_{cp} s'écrit :

$$V_{cp} = \sum \langle \phi_{j_2 m_2 \alpha_2} \phi_{\nu_2 \beta_2} | v | \phi_{j_1 m_1 \alpha_1} \phi_{\nu_1 \beta_1} \rangle p_{j_2 m_2 \alpha_2}^+ n_{j_1 m_1 \alpha_1} C_{\nu_2 \beta_2}^+ C_{\nu_1 \beta_1} \quad (7)$$

où v désigne l'interaction entre deux nucléons.

On porte la valeur V_{cp} ci-dessus dans l'expression de K . Il vient :

$$K = \langle \phi_{J_f}^{M_f} \phi_{J'_T}^{M'_f P'_f} | \sum \langle \phi_{j_2 m_2 \alpha_2} \phi_{\nu_2 \beta_2} | v | \phi_{j_1 m_1 \alpha_1} \phi_{\nu_1 \beta_1} \rangle p_{(j_2)}^+ n_{(j_1)} C^+ C | \phi_{J'_T}^{M'_f P'_f} \phi_{J_I}^{M_i P_i} \rangle. \quad (8)$$

. Le terme $\langle \phi_{J'_T}^{M'_f P'_f} | C^+ C | \phi_{J_I}^{M_i P_i} \rangle$ (9) appelé amplitude spectroscopique de projectile, qui ne dépend que du couplage spin-isospin des particules entrantes et sortantes (hélium-3 et triton dans notre cas), a une valeur bien déterminée, indépendante de la réaction.

. L'élément de matrice $Z_{ii'} = \langle \phi_F | p_i^+, n_i | \phi_I \rangle$ (10) est appelé facteur (ou amplitude spectroscopique) nucléaire avec la convention i' : état de particule et i : état de trou.

Toutes les informations sur la structure du noyau sont contenues dans l'expression $Z_{ii'}$; celle-ci ne dépend que des états liés ϕ_I dans la voie d'entrée et ϕ_F dans la voie de sortie. Dans le cas où le noyau cible a un spin nul, Schaeffer⁽¹⁷⁾ a pu montrer qu'en portant l'expression (8) dans l'équation (4) on obtient l'amplitude de transition sous une forme plus simple :

$$T_{FI} = C \sum_{ii'} Z_{ii'}^J \langle \chi_{K_F}^{(-)} \phi_F (i'i^{-1})_{JM} | v | \phi_I \chi_{KI}^+ \rangle . \quad (11)$$

Dans cette formule l'état excité est représenté par JM et ϕ est fonction d'état du noyau. Le terme C provient de la normalisation :

$$C = \sqrt{\frac{K_I K_F m}{(2\pi)^3}} .$$

On voit donc que l'amplitude T_{FI} s'exprime comme une somme de produits de deux termes dont l'un représente la structure des noyaux (cible et résiduel) et dont l'autre représente tout le mécanisme de la réaction.

La section efficace sera déduite de cette amplitude. L'analyse de la section efficace peut donc nous fournir des renseignements : i) sur la forme de l'interaction si l'on admet que la structure nucléaire impliquée est connue, ii) sur la structure nucléaire si l'on admet que l'on connaît l'interaction.

II.2 INTERACTION EFFECTIVE ^(18,19)

Elle est la résultante de toutes les interactions entre les nucléons figurant dans la réaction :

$$V = \sum v_{ij} = \langle \phi(j_2) \phi_{v_2 \beta_2} | v | \phi_{v_1 \beta_1} \phi(j_1) \rangle . \quad (12)$$

En réalité cette interaction V est très compliquée, elle pourrait être non locale et dépendre de l'énergie. Dans son expression, elle dépend non seulement de la distance $|\vec{r}-\vec{r}'|$ entre nucléon-cible et nucléon-projectile mais encore de $\vec{r}$ et $\vec{r}'$ séparément.

L'interaction effective à l'intérieur du noyau pourrait aussi être différente de celle existant à la surface, d'autant plus que la distribution sur cette surface n'est pas homogène.

A haute énergie, on peut supposer v_{ij} comme étant l'interaction entre deux particules libres ; cette hypothèse n'est plus valable à basse énergie. Cependant, on peut la prendre comme une hypothèse phénoménologique. Pour simplifier le problème, on suppose que l'interaction entre deux corps est locale et réelle. Dans ce cas, elle ne dépend que de $|\vec{r}-\vec{r}'|$. Dans le calcul, on néglige l'échange des coordonnées d'espace des nucléons de la cible et du projectile (antisymétrisation) parce que la prise en compte de cet effet complique les calculs sur-

tout dans le cas des projectiles composés de plusieurs nucléons (20,21).

Certains travaux⁽²²⁾ ont prouvé que la contribution du terme d'échange est faible pour une transition $L = 0$. Mais elle devient importante si L est grand. Dans certains cas, la contribution directe et la contribution d'échange ont le même ordre de grandeur. Quant à l'éventualité d'une excitation multiple, elle n'a pas lieu dans les excitations de configurations simples. Toutefois, elle peut se révéler s'il y a violation de la règle de sélection. Et, dans ce cas, l'élément de matrice nucléaire est si faible qu'il interdit l'excitation directe et favorise le processus d'excitation multiple à travers des états intermédiaires.

En présence d'un mélange de configurations, ce processus peut devenir important et les états nucléaires commencent à ressembler aux états vibrationnels du modèle collectif.

On peut définir l'interaction effective projectile-nucléon cible à partir des expressions (6) et (8) en sachant que :

$$\phi_{J,T}(\vec{r}', \vec{\sigma}', \vec{\tau}') = W(\vec{r}') \phi_{J,T}(\vec{\sigma}', \vec{\tau}'). \quad (13)$$

où W est une fonction des coordonnées d'espace. Autrement dit

$$\phi_{3_{\text{He}}}(\vec{r}', \vec{\sigma}', \vec{\tau}') = W_{3_{\text{He}}}^{(s)}(\vec{r}') \phi_{3_{\text{He}}}(\vec{\sigma}', \vec{\tau}'), \quad (14)$$

$$\phi_{\text{triton}}(\vec{r}', \vec{\sigma}', \vec{\tau}') = W_{\text{triton}}^{(s)}(\vec{r}') \phi_{\text{triton}}(\vec{\sigma}', \vec{\tau}'), \quad (15)$$

$$\bar{V}(\text{projectile-nucléon cible}) = \langle \phi_{\text{triton}} | v | \phi_{3_{\text{He}}} \rangle. \quad (16)$$

Ceci peut s'écrire sous la forme intégrale :

$$\bar{V} = \int \rho(\vec{r}') v(\vec{r}-\vec{r}') d\vec{r}' \quad (17)$$

où

$$\rho(\vec{r}') = \int W_{3_{\text{He}}}^{(s)}(\vec{r}', \vec{r}'', \vec{r}''') W_{\text{triton}}^{(s)}(\vec{r}', \vec{r}'', \vec{r}''') \delta(\vec{r}', \vec{r}'', \vec{r}''') d\vec{r}'' d\vec{r}'''. \quad (18)$$

Sous cette forme, ρ est la valeur moyenne prise sur la distribution des nucléons projectiles (entrants et sortants). En général les fonctions d'espace W ont la même forme fonctionnelle et l'expression ci-dessus se simplifie en s'écrivant

$$\int f^2(\xi) d\xi v. \quad (19)$$

Ceci posé, v figurant dans les équations (12) et (17) représente l'interaction nucléon-nucléon. Elle se compose de deux termes : le terme central et le terme tenseur.

II.2.1. Terme central. Il s'exprime par une combinaison des opérateurs de spins et d'isospins :

$$V_{N.N} = g(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left\{ V_{00} + V_{10} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 (V_{01} + V_{11} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_1) \right\}. \quad (20)$$

Ce terme est donc le produit d'une fonction radiale et d'un échange mixte des opérateurs. Les résultats des calculs dépendent de la forme de $g(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ qui peut être une fonction gaussienne, une fonction de Yukawa ou une fonction de Woods-Saxon. En fait, c'est l'interaction effective projectile-nucléon cible qui intervient dans les calculs. La détermination de la valeur de son terme radial est obtenue d'après les équations (17) et (18) à partir de l'intégrale

$$\bar{g}(r) = \int \rho(\xi) g(\vec{r} - \vec{\xi}) d\xi \quad (21)$$

une fois que le choix de $g(\vec{r})$ est fait. Mathématiquement $\bar{g}(r)$ a une variation semblable à celle de g , mais d'une manière plus uniforme, avec une portée r plus grande. Au point de vue physique, ceci signifie que le nucléon cible interagit avec le centre de masse du projectile avec une portée plus grande que celle résultant de son interaction avec le même nucléon projectile considéré comme individuel. Discutons de la forme simplifiée (19) : généralement $f(\xi)$ a la forme gaussienne ; si $g(\vec{r})$ est une gaussienne, $\bar{g}$ est alors une gaussienne à portée plus grande. Dans le cas où $g(r)$ prend la forme de Yukawa, le calcul de $\bar{g}$ devient compliqué mais la forme asymptotique de $\int f^2(\xi) g(r - \xi) d\xi$ est une forme de Yukawa (23). Autrement dit :

$$\bar{g}(r) = \int f^2(\xi) g(r - \xi) d\xi \Big|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow e^{-\frac{1}{18 \times \gamma^2 \times \mu^2} r} \times \frac{e^{-r/\mu}}{r/\mu}$$

où $\mu = 1,4$ fm et $\gamma = 0,318$ pour ($^3\text{He}, t$)

II.2.2. Terme d'échange de spins et d'isospins. Les valeurs V_{00} , V_{10} , V_{01} , V_{11} seront calculées pour que v prenne la forme simple du mélange de Serber. Ce mélange est défini par l'opérateur $(1 + P_r)$ ⁽²⁴⁾ où P_r est un opérateur de Majorana. On introduit les opérateurs d'échange de spins P_σ et d'échange d'isospins P_τ .

$$P_\sigma = \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$$

$$P_{\tau} = \frac{1}{2} (1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) .$$

De la relation connue $P_R P_{\sigma} P_{\tau} = -1$ on déduit :

$$\begin{aligned} P_R &= -\frac{1}{4} [(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) (1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)] \\ &= -\frac{1}{4} [1 + (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)] \end{aligned}$$

et

$$1 + P_R = \frac{3}{4} - \frac{1}{4} [(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)] \quad (23)$$

L'identification entre les relations (23) et (20) permet de prendre (à un coefficient près)

$$\left. \begin{aligned} V_{00} &= -3 \text{ MeV} \\ V_{10} &= V_{01} = V_{11} = 1 \text{ MeV} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

II.2.3. Interaction contenant un terme tenseur (4,15,22). L'analyse des états à parité non naturelle (cf. paragraphe II.3) nécessite l'introduction d'un terme tenseur. Ce terme représente une force d'échange de tenseur entre les nucléons 1 et 2.

$$\text{Soit } V_{\text{tenseur}}(\vec{r}) S_{12} \text{ où } S_{12} = \frac{3}{r^2} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \text{ avec } \vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2. \quad (25)$$

Dans l'expression (20) cette force doit se composer avec la force d'échange d'isospin. L'expression générale aura la forme :

$$\text{Force tenseur} = [V_{T'} + V_T (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)] h(r) S_{12}. \quad (26)$$

$h(r)$ est une fonction radiale. Sa valeur pourrait être déduite du potentiel d'échange d'un pion (OPEP = one pion exchange potential) (24)

$$h(r) = \frac{e^{-r/\mu}}{r/\mu} \left[1 + \frac{3}{(r/\mu)} + \frac{3}{(r/\mu)^2} \right]. \quad (27)$$

Les mêmes raisonnements que ceux du paragraphe II.2.1. s'appliquent pour déterminer la force tenseur effective projectile-nucléon cible.

$$\begin{aligned} \bar{V}_{\text{tenseur}}(r) &= \int V_{\text{tenseur}} \rho(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \\ &= [V_{T'} + V_T (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)] S_{12} \int h(\vec{r}) \rho(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad (28) \end{aligned}$$

Si $h(\vec{r})$ a la forme de Yukawa comme celle définie dans l'équation (27), l'expression sous le signe $\int$ (28) tend asymptotiquement vers une forme de Yukawa. En moyennant OPEP, cette expression pourrait être remplacée par une expression équivalente (25).

$$\bar{\theta}(r) = 1,7r^2 \frac{e^{-r/\mu'}}{r/\mu'}$$

où μ' , appelé portée pour la force tenseur = 0,878 [cas de ($^3\text{He}, t$)] et $\mu' = 0,808$ [cas de (p, n)].

L'expression générale de l'interaction effective projectile-cible contenant la force tenseur est ainsi définie :

$$\begin{aligned} \bar{V} = \langle \Phi_F | V | \Phi_I \rangle = \bar{g} \left\{ V_{00} + V_{10} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_{01} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + V_{11} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_1) (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_1) \right\} \\ + [\bar{V}_T + V_T (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)] S_{12} \bar{\theta}(r) . \end{aligned} \quad (30)$$

II.3. APPLICATION DU FORMALISME

On considère un nucléon lié sur une orbite caractérisée par $j = l \pm \frac{1}{2}$. La transition de ce nucléon à un autre état $j' = l' \pm \frac{1}{2}$ est due à la réaction d'échange de charge. Dans cette réaction, tout état final (J, π) est décrit par un couplage particule-trou et J désigne le moment angulaire transféré

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} , \quad S = 0 \text{ ou } 1 . \quad (32)$$

Si $S = 1$, la transition est accompagnée par le spin-flip. La parité de cette transition est : $\pi = (-1)^{l_{\text{part.}}} + l_{\text{trou}} = (-1)^L$. Elle est dite naturelle si $\pi = (-1)^J$ et non naturelle si $\pi = (-1)^{J+1}$.

II.3.1. Transition de parité naturelle

Le seul cas possible pour l'observer est $S = 0$. Il n'y a donc pas d'échange de spins. Dans ce cas, le terme central d'interaction contribue tout seul. S'il s'agit de la transition de même couche $j_p = j_n$, ce sera le terme V_{01} . La mesure des sections efficaces permet la détermination de cette valeur. Par contre, le terme V_{11} interviendra dans le cas d'une transition inter-couches $j_p \neq j_n$.

II.3.2. Transition de parité non naturelle

Ce mode de transition implique forcément le spin-flip $S = 1$. La section efficace totale résulte donc de la contribution des sections efficaces partielles correspondant à $J = L_< + 1$ et $J = L_> - 1$. Le calcul fournit une contribution dominante pour la partie $L_<$ ⁽²⁶⁾. Par contre, les courbes expérimentales présentent une ressemblance avec les sections efficaces correspondant à $L_>$. Pour une interaction de type tenseur au contraire, les distributions angulaires calculées sont de type $L_>$, et par conséquent en bon accord avec l'expérience.

Dans le cas d'une réaction ($^3\text{He}, t$) sur un noyau de spin non nul, la section efficace de la réaction est la somme des sections efficaces correspondant aux différents J transférés possibles et le terme tenseur intervient seulement pour les transferts de parité non naturelle.

CONCLUSION GENERALE

L'effet d'échange des coordonnées d'espace qui résulte de l'antisymétrisation entre projectile et nucléon cible ^(21,22) peut, en principe, être introduit dans le formalisme de calcul pour le cas des particules composées. Aucun programme ne permet cependant de l'utiliser actuellement.

Certains autres effets sont également négligés dans la description exposée ci-dessus. En effet, l'interaction spin-orbite $L.S.$ (cas de ($^3\text{He}, t$)), qui peut jouer un rôle important entre les particules libres, devrait être prise en compte (ce qui est possible pour les cas (p, p') ou (p, n)) dans la force d'interaction effective. L'hypothèse d'une interaction locale nucléon-nucléon, supposée a priori indépendante de l'énergie et de la distribution sur la surface nucléaire, n'est peut-être pas justifiée dans toutes les expériences. Par ailleurs, on utilise, dans le calcul, un potentiel optique non local pour déterminer les fonctions d'onde distordues. Ces fonctions interviennent ensuite dans la détermination de l'amplitude de transition avec une interaction locale. Ce fait constitue en plus une critique sur le modèle utilisé. Enfin, le facteur de forme est proportionnel au potentiel d'interaction et celui-ci dépend essentiellement de la portée. Une faible variation de cette portée entraîne une variation importante de la section efficace intégrée.

Hormis ces critiques, le modèle apporte des résultats très satisfaisants dans sa comparaison avec l'expérience. Son application à l'analyse de nos résultats expérimentaux sera présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre III

RESULTATS EXPERIMENTAUX. ANALYSE ET DISCUSSION

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus à partir des expériences $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$ et $^9\text{Be}(^3\text{He},t)^9\text{B}$. On y trouvera les spectres, les niveaux d'énergie et les courbes de distributions angulaires. Les analyses théoriques et les discussions de ces résultats sont fondées sur la théorie exposée au chapitre II. Elles sont, de plus, complétées par la comparaison à des résultats de travaux antérieurs.

III.1. PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1.1. Expérience $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$

Les études sur les noyaux impair-impairs autour d'une couche fermée en neutron s,p,d,f, $(1,2,3)$ ont permis de trouver une formation dense des niveaux créés à partir de la transition des particules à l'intérieur d'une même couche. Dans ce cas, l'échange de charge entre le proton et le neutron s'effectue sur la même orbite. Le problème se pose de savoir si une transition de nucléon entre couches différentes (inter-couche) dans l'échange de charge, accompagnée par un changement de parité, est aussi probable. C'est le cas des noyaux à double couche fermée $N = Z$.

Le choix du noyau cible se porte sur le calcium-40 qui possède 20 neutrons et 20 protons. On peut supposer, dans une première approximation, que la couche $1d_{3/2}$ soit pleine. Dans ce cas, les états du noyau final issu de la réaction seraient formés très probablement par un couplage simple d'une particule dans la couche $1f_{7/2}$ et d'un trou dans la couche $1d_{3/2}$ soit la configuration

$$[(f_{7/2})_p^{+1} (1d_{3/2})_n^{-1}].$$

Les cibles de calcium-40 ont été fabriquées par Mlle Doury (du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie). Elles sont fabriquées à partir de calcium naturel par évaporation sous vide. La teneur en ^{40}Ca est de 96,9 %. L'épaisseur est de $225\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ces cibles ont un support de carbone d'épaisseur $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Spectre expérimental

Le dispositif décrit au chapitre I nous a permis d'étudier le spectre des niveaux de ^{40}Sc qui s'étend jusqu'à 4 MeV avec un taux de statistique convenable. La figure 10a représente un tel spectre observé à l'angle de 25° dans le système du laboratoire. Un deuxième spectre (fig. 10b) a été obtenu à partir de l'analyse magnétique avec une résolution de 20 keV ; il illustre la séparation de deux niveaux de 0,0 MeV et de 0,034 keV.

Sur le spectre de la figure 10a, on distingue essentiellement quatre groupes de tritons. Ce sont les groupes à 0 MeV, 0,772 MeV, 0,892 MeV et à 2,378 MeV. Le calibrage en énergie a été fait à l'aide des Q de réaction pour $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$ et $^{16}\text{O}(^3\text{He},t)^{16}\text{F}$ et $^{16}\text{F}^*$ car l'oxygène-16 existe à l'état d'impureté dans la cible.

D'autres pics de tritons moins intenses ont été également observés. Ils se trouvent à 1,68 - 1,799 - 3,03 - 3,14 et 3,45 MeV.

Le pic à 0 MeV ayant une largeur à mi-hauteur plus grande que celle des autres suggère l'idée qu'il se compose de deux niveaux. Ce sont effectivement le niveau fondamental (0 MeV) et le premier niveau excité (0,034 MeV). Les pics à 0,772 MeV et 0,892 MeV sont constitués par des états fortement excités. Leurs formes sont bien structurées avec une séparation satisfaisante.

Le pic à 2,378 MeV est le plus intense. Sa largeur en énergie est suffisamment faible pour qu'il corresponde probablement à un seul niveau.

Les distributions angulaires expérimentales des niveaux ont été mesurées à partir de 10° jusqu'à 65° avec des détecteurs à jonction. La résolution de cette méthode (70 keV) ne permettait pas de séparer le niveau fondamental du premier niveau excité à 34 keV. La courbe $\sigma_{0.034\text{MeV}}/\sigma_{0.0\text{MeV}}$ (fig. 11) a été obtenue par analyse magnétique, celle-ci permet d'avoir les distributions angulaires séparées pour les deux niveaux de 10 à 45° .

Toutes les distributions angulaires pour les niveaux à 0 - 0,034 - 0,772 - 0,892 - 1,68 - 1,799 - 2,378 - 3,03 et 3,45 MeV sont présentées sur les figures 12 et 13.

Les sections efficaces sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans le cas de $^{48}\text{Ca}^{(1)}$. Autrement dit, les transitions inter-couches ne sont pas du tout interdites. Les formes de courbes sont assez caractéristiques pour permettre une première attribution de spin qualitative fondée sur la comparaison des distributions angulaires relatives aux niveaux inconnus de ^{40}Sc à celles correspondant aux quatre premiers états connus de ce noyau $(27,28,29)$. Cette attribution sera ensuite soumise à l'épreuve de l'analyse microscopique en DWBA. Pour y parvenir, il faudra introduire dans le calcul : les paramètres optiques des voies d'entrée et de sortie, les fonctions d'onde du noyau initial et du noyau final dans chaque niveau observé, une interaction effective.

La comparaison des courbes théoriques avec celles dont J^π et la configuration sont connus permettra de préciser le type de la force d'interaction. Cette force étant connue, la comparaison des valeurs absolues de la section efficace théorique et expérimentale des autres niveaux sera un moyen de choisir éventuellement entre plusieurs types de configurations pures ou mélangées.

III.1.2. Expérience $^9\text{Be}(^3\text{He},t)^9\text{B}$.

Le noyau de béryllium-9 choisi pour l'expérience présente l'intérêt de permettre la comparaison des résultats à ceux obtenus par l'expérience $^9\text{Be}(p,n)^9\text{B}$ avec des protons de 12 MeV (30) . La cible est faite de béryllium-9 enrichi. Son épaisseur est de $250\mu\text{g}/\text{cm}^2$ environ. Il est à noter que l'expérience réalisée à Saclay a été faite uniquement avec la détection par jonction décrite au chapitre I pour une énergie incidente d'hélium-3 de 30,2 MeV.

La figure 14 montre le spectre observé sur lequel on distingue le niveau fondamental d'une largeur de 80 keV et un autre niveau à 2,33 MeV fortement excité, avec une largeur en énergie plus grande (150 keV). Vient ensuite derrière un spectre plus ou moins continu. Ceci peut s'expliquer par le fait que ce noyau, instable en protons, donne une très faible probabilité de formation des niveaux étroits à haute énergie d'excitation.

Les distributions angulaires expérimentales sont présentées sur la figure 18. Sur la même figure sont portées les distributions angulaires mesurées par Wegner et Hall à 25 MeV (31) .

III.2. ANALYSE ET DISCUSSION DES RESULTATS

III.2.1. Potentiel optique

Les particules t et ^3He se distinguent par la projection t_z de l'isospin. Dans le cas où les énergies cinétiques de ces deux particules sont comparables,

les potentiels optiques correspondants doivent donc être les mêmes à l'exception du terme dépendant de l'isospin⁽³²⁾ Ces potentiels ont la forme :

$$U(r) = - (V_0 \pm \epsilon V_1) f(x) - i (W_0 \pm 4\epsilon W_1 \frac{d}{dx}) f(x') + U_c(r). \quad (1)$$

où $U_c(r)$ est le potentiel coulombien ; $\epsilon = (N-Z)/A$; $x = (r-r_0 A^{1/3})/a_0$, $x' = (r-r'_0 A^{1/3})/a'_0$ et $f(x)$ a la forme de Woods-Saxon. Les termes V_1 et W_1 interviennent pour mettre en évidence la dépendance du potentiel optique par rapport à l'isospin. Les signes + et - correspondent respectivement à ${}^3\text{He}$ et à t . Tout cela ne peut s'appliquer que dans le cas de la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$ puisque l'énergie de réaction Q a une faible valeur - 1,088 MeV. Par contre, dans le cas de ${}^{40}\text{Ca}({}^3\text{He}, t){}^{40}\text{Sc}$, $Q = - 14,342$ MeV ne permet pas d'utiliser dans les voies d'entrée et de sortie les mêmes paramètres de potentiel optique. Pour la première voie, les paramètres sont obtenus à partir de la diffusion élastique de ${}^3\text{He}$ par le calcium-40 à 30 MeV⁽³³⁾. Ceux de la deuxième voie sont obtenus à partir de la diffusion élastique de tritons par le même noyau à 12 MeV⁽³³⁾. Les paramètres utilisés sont donnés par le tableau 1 en notant que, dans le cas de ${}^9\text{Be}$, ils sont pris à partir des valeurs proposées par Squier et al. ⁽³⁴⁾ affectées d'une correction des termes V_1 et W_1 ($V_1 = 36$ MeV, $W_1 = 7,02$ MeV).

Tableau 1

Paramètres des potentiels optiques utilisés dans ce travail

	$V_0 \pm \epsilon V_1$	r_v (fm)	a_v (fm)	$W \pm 4\epsilon W_1$	r_w (fm)	a_w (fm)
${}^{40}\text{Ca} + {}^3\text{He}$	167,0	1,16	0,715	13,0	1,8	0,872
${}^{40}\text{Sc} + t$	172,6	1,40	0,715	50,9	1,40	0,610
${}^9\text{Be} + {}^3\text{He}$	175,0	1,25	0,58	15,92	1,78	0,94
${}^9\text{B} + t$	167	1,25	0,58	9,68	1,78	0,94

III.2.2. Attribution des spins des premiers niveaux de ${}^{40}\text{Sc}$

Comme nous l'avons dit plus haut, le calcium-40 peut être assimilé à un noyau à double couche fermée. Les premiers niveaux de ${}^{40}\text{Sc}$ seront principalement formés par les configurations d'un proton-particule et d'un neutron-trou. Dans ce cas particulier, on peut utiliser une description simple pour les états finals dans le cadre du modèle en couches. On peut aussi utiliser les fonctions d'onde des niveaux impairs $T = 1$ de ${}^{40}\text{Ca}$, corrigées des effets cou-

lombiens. En outre, il est possible de comparer directement les niveaux de ^{40}Sc à ceux du noyau miroir ^{40}K , tout au moins pour le spectre de basse énergie.

Rickey et al. ⁽²⁹⁾, dans une première expérience $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$, ont pu observer des groupes de tritons correspondant à des niveaux de ^{40}Sc . L'étude de la désintégration β^+ de ^{40}Sc a permis d'attribuer le spin et parité 4^- à l'état fondamental.

Regardons maintenant le noyau miroir ^{40}K dont les niveaux sont bien connus à la suite de l'expérience $^{39}\text{K}(d,p)^{40}\text{K}$. Enge et ses collaborateurs ⁽³⁵⁾ ont pu identifier les premiers niveaux formés effectivement par la configuration

$$[(d_{3/2})_p^{-1} (f_{7/2})_n^{+1}] J^\pi = 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$$

et suggérer que les niveaux correspondant à la configuration

$$[(d_{3/2})_p^{-1} (p_{3/2})_n^{+1}] \text{ se regroupent vers 2 MeV } (3^-, 2^-, 1^-) \text{ et à 2,6 MeV } (0^-).$$

De plus, Wesolowski et al. ⁽³⁶⁾, dans leur étude de l'excitation de deux particules-deux trous par la réaction $^{40}\text{Ar}(^3\text{He},t)^{40}\text{K}$, ont trouvé une série de neuf niveaux fortement excités, entre 1,65 MeV et 5,87 MeV d'excitation, y compris deux niveaux analogues de ^{40}Ar qui se trouvent à 4,38 MeV et à 5,87 MeV. Récemment, Twin ⁽³⁷⁾ et al. ont attribué les spins et les parités aux niveaux à basse énergie de ^{40}K en étudiant la réaction $^{40}\text{Ar}(p,n\gamma)^{40}\text{K}$. Ils ont en plus identifié quatre états de parité positive à 1,644 MeV (0^+), 1,959 MeV (2^+), 2,261 MeV (3^+) et 2,290 MeV (1^+). Ces états pouvaient être formés par le couplage de deux particules-deux trous $[(f_{7/2})_n^2 (d_{3/2})_p^{-2}]$.

Dans la réaction $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$, l'excitation de deux particules-deux trous ne peut être faite qu'à partir de cette configuration dans ^{40}Ca qui a été estimée faible et de l'ordre de 16 % selon Gerace et Green ⁽³⁸⁾. Ainsi la section efficace des états de deux particules-deux trous est de l'ordre de 16 % de la section efficace des niveaux donnés par les réactions $^{42}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{42}\text{Sc}$ ou $^{38}\text{Ar}(^3\text{He},t)^{38}\text{K}$ c'est-à-dire $15\mu\text{b}$ à 15° pour le niveau 0^+ .

Ceci étant dit, les états observés dans notre expérience seraient principalement décrits par les configurations simples $[(f_{7/2})_p (d_{3/2})_n^{-1}]$, $[(p_{3/2})_p (d_{3/2})_n^{-1}]$ et $[(f_{7/2})_p (s_{1/2})_n^{-1}]$.

On considère les quatre premiers niveaux de ^{40}Sc à 0,0 - 0,034 - 0,772 et 0,892 MeV. Leur énergie d'excitation correspond bien à celle des quatre premiers niveaux de ^{40}K à 0,0 - 0,030 - 0,80 et 0,89 MeV ⁽³⁵⁾. On a attribué à ces derniers les valeurs 4^- , 3^- , 2^- , 5^- respectivement pour leur spin et leur

parité. De plus l'état fondamental de ^{40}Sc était connu comme un état 4^- . Ceci permet d'accorder à ces quatre niveaux de ^{40}Sc les valeurs $J^\pi = 4^-, 3^-, 2^-, 5^-$ en partant de l'hypothèse de la symétrie de charge.

Au-delà de ces niveaux, les analogies sont moins claires et les identifications seront justifiées par la suite de notre analyse. Mais nous pouvons déjà admettre que les distributions angulaires des quatre premiers niveaux sont caractéristiques de niveaux impairs de $J^\pi = 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$ et les étudier à l'aide de fonctions d'onde appropriées pour déterminer l'interaction effective de la réaction ($^3\text{He}, t$) pour les transitions correspondantes.

III.2.3. Choix des fonctions d'onde pour ^{40}Sc .

Pour interpréter les états de ce noyau, deux sortes de fonctions d'onde ont été utilisées :

. Les fonctions d'onde obtenues à partir des configurations pures de modèle en couches.

. Les fonctions d'onde, appelées ultérieurement fonctions G.S., qui sont la reconstitution de la composante $T=1$ des fonctions d'onde calculées par Gillet et Sanderson⁽³⁹⁾ pour les états impairs de ^{40}Ca . Suivant ces auteurs, ces fonctions d'onde comportent un mélange de composantes $T=0$ et $T=1$. Pour obtenir les fonctions d'onde de ^{40}Sc , à partir des états $T=1$ de ^{40}Ca , on distingue trois cas :

1) Si la composante $T=0$ est faible, on peut normaliser la composante $T=1$ de la fonction d'onde.

2) Dans le cas où la fonction d'onde $T=1$ est partagée entre deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$, ces états sont décrits comme suit :

$$\begin{aligned} |a\rangle &= \alpha |T=1\rangle + \beta |T=0\rangle \\ |b\rangle &= -\beta |T=1\rangle + \alpha |T=0\rangle \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{où } \langle T|T \rangle = 1 \text{ et } \alpha^2 + \beta^2 = 1$$

Alors la fonction d'onde $T=1$ s'exprime en une combinaison des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$.

$$|T=1\rangle = \alpha |a\rangle - \beta |b\rangle.$$

On peut en déduire l'énergie correspondante :

$$E_{T=1} = \langle T=1 | H | T=1 \rangle = \alpha^2 E_a + \beta^2 E_b. \quad (3)$$

Ceci est le cas du premier état 4^- qui correspond à deux états 6,65 MeV (E_a) et 7,57 MeV (E_b) dans ^{40}Ca avec $\alpha = 0,39$ et $\beta = 0,92$. La composante $|T = 1\rangle$ se trouve donc à 7,4 MeV au-dessus de l'état fondamental du calcium-40. Ceci est comparé à la valeur expérimentale 7,661 MeV⁽⁴⁰⁾. L'accord est considéré comme satisfaisant, puisqu'un tel calcul ne permet pas d'avoir une précision supérieure à 200 keV.

3) Ce procédé ne s'applique que dans le cas où la fonction d'onde se compose seulement de deux états dominants. Dans les autres cas, il est alors impossible de prédire l'énergie. En effet, la présence d'un troisième état $|c\rangle$ (voir cas 3) avec une faible composante γ mais de grande énergie E_γ pourrait introduire une contribution non négligeable $\gamma^2 E_\gamma$.

Il se trouve parfois que la composante $T=1$ est répartie sur trois états sans qu'on puisse éliminer la composante $T=0$. C'est le cas de l'état 3_1^- . Dans ce cas, nous avons utilisé exclusivement la fonction d'onde correspondant au modèle en couches pur.

Les fonctions d'onde GS utilisées sont résumées dans le tableau 2 : elles nous donnent une idée sur le mélange de différentes configurations simples dans chaque état.

III.2.4. Interaction

Les termes d'échange de spins ne jouent pas un rôle primordial⁽²⁶⁾. Par conséquent l'interaction effective (formule (30) du chapitre II) peut être prise sous une forme plus simple :

$$\bar{V}(r) = \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \left[\bar{g}(r) (V_{01} + V_{11} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + \bar{\theta}(r) V_T \cdot S_{12} \right] \quad (4)$$

où $\bar{g}(r)$ est du type Yukawa et $\bar{\theta}(r)$ est donné par le calcul du potentiel OPEP. (cf. II.2)

Les différentes forces utilisées sont données dans le tableau 3. Elles ne diffèrent que par la portée 1,4fm ou 1fm du terme central, et la présence ou non d'un terme tenseur.

Dans le cadre de la DWBA, le code NENESSE⁽⁴¹⁾ a été utilisé. Dans le cas où V_{01} , V_{11} et V_T ont tous contribué aux calculs de la section efficace, le moment angulaire orbital transféré L prend différentes valeurs, de sorte que l'intensité V_J déduite de la comparaison entre deux sections efficaces théoriques et expérimentales est exprimée en fonction de J . Dans le seul cas où V_{01} domine dans cette contribution, on peut tirer une conclusion certaine sur L .

Avec le mélange de Serber, défini au chapitre II (cf. paragraphe II.2.2.), où $V_{11} = V_{01}$, et en prenant $V_T = V_{11}$, l'interaction effective peut être ramenée

Energie d'excitation (MeV)	Fonctions d'onde G.S
2.2-2.3	$ 0_1^- \rangle = .998 25 \rangle - .042 36 \rangle - .032 47 \rangle$
1.68	$ 1_1^- \rangle = .929 25 \rangle - .223 35 \rangle$
0.772	$ 2_1^- \rangle = - .968 15 \rangle + .122 17 \rangle + .116 25 \rangle + .189 26 \rangle$
1.68	$ 2_2^- \rangle = .101 15 \rangle + .993 25 \rangle + 0.51 26 \rangle$
0.034	$ 3_1^- \rangle^* = 1. 15 \rangle$
1.799	$ 3_2^- \rangle = .002 15 \rangle - .482 16 \rangle + .011 17 \rangle - .873 25 \rangle - .046 27 \rangle$ $+ .027 37 \rangle - .008 45 \rangle - .023 46 \rangle$
3.03	$ 3_3^- \rangle = .169 15 \rangle - .836 16 \rangle + .168 17 \rangle + .482 25 \rangle - .054 27 \rangle$ $- .021 37 \rangle - .090 45 \rangle - .043 46 \rangle$
0.000	$ 4_1^- \rangle = .994 15 \rangle + .113 16 \rangle$
2.378	$ 4_2^- \rangle = .110 15 \rangle + .984 16 \rangle - .103 17 \rangle - .042 27 \rangle$
0.892	$ 5_1^- \rangle = .997 15 \rangle + .080 17 \rangle - .030 47 \rangle$

notations	n l j	notations	n l j
1	1 f _{7/2}	5	1 d _{3/2}
2	2 p _{3/2}	6	2 s _{1/2}
3	2 p _{1/2}	7	1 d _{5/2}
4	1 f _{5/2}		

* Cet état est supposé avoir une configuration pure

Tableau 3

Force	Terme central	Portée (fm)	Terme tenseur
1	Yukawa - mélange de Serber	1.4	non
2	Yukawa - mélange de Serber	1.	non
3	Yukawa - mélange de Serber	1.4	OPEP
4	Yukawa - mélange de Serber	1.	OPEP
5	Yukawa - mélange de Serber	1.4	50 % OPEP

à une forme plus commode :

$$\bar{V}(r) = V_J [\bar{g}(r) (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + \bar{0}(r) s_{12}] \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 . \quad (5)$$

On obtient alors V_J par la relation :

$$V_J^2 = \left(\frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{DWBA}}^J} \right) \quad (6)$$

III.2.5. Analyse microscopique des niveaux de ^{40}Sc

Les états du scandium-40 au-dessous d'un MeV sont formés par le multiplet $[(f_{7/2})_p^+ (d_{3/2})_n^{-1}]_J \pi = 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$. Les spins et les parités de ces quatre premiers états peuvent être supposés les mêmes pour ^{40}Sc que pour ^{40}K , comme on l'a dit plus haut. On va tout d'abord analyser ce multiplet dont les fonctions d'onde ne présentent pas d'ambiguïtés. On en déduira les paramètres d'une interaction effective qui donne de bons accords avec l'expérience. Ces paramètres acquis permettront une interprétation des autres niveaux avec une description en termes de configurations pures ou mélangées (G.S.).

III.2.5.1. Configuration simple et choix des paramètres d'interaction.

Etats 3^- et 5^- (0,034 MeV et 0,892 MeV) (figure 12). Ces états seront étudiés les premiers parce qu'ils sont des états de parité naturelle. Le terme central avec une portée de 1,4 fm (force 1) donne une forme type pour $L = 3$ et $L = 5$. La contribution du terme tenseur est faible mais elle est nécessaire pour reproduire l'allure de la section efficace aux angles arrière, surtout dans le cas de niveau 5^- (force 3). Par contre, à la portée 1 fm, la force tenseur domine (force 4) mais la section efficace calculée n'est plus en accord avec l'expérience.

Ainsi semble-t-il que la portée 1,4 fm du terme central soit préférée à la portée la plus courte en présence du terme tenseur. Ces accords sont aussi obtenus dans le cas de niveau 3^- mais la courbe expérimentale n'est pas suffisamment complète pour permettre d'avoir une certitude sur ces paramètres. Avec la force 3, on en déduit $V_3 = 24$ MeV et $V_5 = 35$ MeV.

Etats 4^- et 2^- (0,0 MeV et 0,772 MeV) (fig. 12). Ces états ont une parité non naturelle. La présence d'un terme central seul donne un désaccord avec l'expérience (fig. 15). Cela n'est pas surprenant puisque, pour une transition de parité non naturelle, l'introduction de la force tenseur est indispensable. Un bon accord avec l'expérience a été obtenu avec la force 3. Pour le niveau 2^- ,

il y a un désaccord à l'arrière. Il faudrait donc un terme central plus important : c'est ce qu'on simule dans la force 5 (tableau 3). En fait cela n'est pas meilleur. Les meilleurs accords entre les distributions angulaires théoriques et expérimentales ont été globalement obtenus avec la force 3 qu'on adopte pour tout le reste. On a trouvé $V_2^- = 2,4$ MeV et $V_4^- = 4$ MeV. On a constaté que les valeurs V_J des états de parité non naturelle sont nettement plus faibles que celles des états de parité naturelle.

III.2.5.2. Mélange de configuration : fonctions d'onde G.S.

La section efficace ainsi déduite est plus faible, par conséquent la valeur V_J augmente. Ce phénomène s'explique par le fait que l'excitation de particule-trou à $T = 1$ interagit à travers les parties $(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$ et $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$ de l'interaction nucléon-nucléon. Celles-ci sont en général répulsives puisque l'interaction proton-proton est moins attractive que l'interaction proton-neutron.

Dans l'approximation de Tamm-Dancoff (T.D.A.), l'état le plus bas pour un spin et une parité donnés correspond à une contribution cohérente et destructive dans l'amplitude de diffusion. Cependant le mélange de configuration est faible. Pour l'état 3^- , les fonctions d'onde $T = 1$ de G.S. ne sont pas suffisamment bien définies et nous avons conservé une configuration pure, comme il a été dit plus haut.

Avec les fonctions G.S., on a obtenu les valeurs suivantes pour les quatre premiers niveaux de ^{40}Sc :

$$\begin{array}{lll} V_4^- & = & 5 \text{ MeV} \\ V_2^- & = & 3,2 \text{ MeV} \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} V_4^- \\ V_2^- \end{array}} \right\} \text{ parité non naturelle}$$

$$\begin{array}{lll} V_3^- \text{ (configuration pure)} & = & 24 \text{ MeV} \\ V_5^- & = & 36 \text{ MeV} \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} V_3^- \\ V_5^- \end{array}} \right\} \text{ parité naturelle}$$

III.2.5.3. L'intensité d'interaction.

Le tableau 4 résume les valeurs V_J obtenues avec la force 3, soit avec les fonctions d'onde de configuration pure, soit avec les fonctions d'onde G.S. Ces deux analyses donnent des résultats compatibles.

Il apparaît que les intensités $V_{J\pi}$, dans le cas de transitions à l'intérieur d'une même couche, et celles obtenues dans les transitions inter-couches sont cohérentes comme le montre la figure (16) où sont portées les valeurs V_J de $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{40}\text{Sc}$ avec la force 3 et celles obtenues à partir de l'expé-

Tableau 4

energie (MeV)	J ^π	configuration principale	Configuration simple (modèle en couche)				Gillet et Sanderson					
			parité naturelle 1	parité naturelle 3	parité naturelle 5	parité non naturelle 2	parité non naturelle 4	parité naturelle 1	parité naturelle 3	parité naturelle 5	parité non naturelle 2	parité non naturelle 4
0.	4 ₁ ⁻	{ [(1f _{7/2}) _p (1d _{3/2}) _n ⁻¹] }					4					5
0.034	3 ₁ ⁻		24									
0.772	2 ₁ ⁻					2.4					3.2	
0.892	5 ₁ ⁻				35					36		
1.68	1 ₁ ⁻ + 2 ₂ ⁻	{ [(2p _{3/2}) _p (1d _{3/2}) _n ⁻¹] }						(10)			(3.2)	
1.799	3 ₂ ⁻			17					43			
2.378	4 ₂ ⁻	{ [(1f _{7/2}) _p (2s _{1/2}) _n ⁻¹] }					5					4
3.03	3 ₃ ⁻		25						18			

rience $^{48}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{48}\text{Sc}(39)$ en fonction de J. La courbe représentée sur cette figure permet de conclure que la transition inter-couche dans les réactions d'échange de charge est non seulement permise mais qu'elle a lieu avec une intensité tout à fait comparable à celle des transitions dans une même couche.

De plus, on retrouve les propriétés observées dans les autres expériences : i) pour les états de parité naturelle, V_J croît avec J ; ii) pour les états de parité non naturelle, V_J est de valeur faible et varie moins vite.

Ce fait, d'une part, remet en cause le terme V_T qui n'aurait pas dû être pris égal à $V_{11}(=V_{01})$ mais plutôt à $V_{11}/2 = V_{01}/2$.

Malheureusement, comme nous l'avons déjà discuté précédemment, ceci ne permet pas d'avoir un meilleur accord avec l'expérience. Il y aurait donc lieu d'établir les justes proportions des forces centrale et tenseur, ce qui ne peut être fait dans cette expérience. D'autre part, la variation de V_J dans le cas des états de parité non naturelle pourrait être expliquée par la portée de la force tenseur (cf. chapitre II).

Toujours avec la force 3, on fait varier la contribution de la force tenseur en respectant les accords avec l'expérience ; on obtient le tableau 5 des valeurs V_J en fonction de la contribution du terme tenseur.

Tableau 5

Variation de V_J du premier multiplet en fonction de la contribution de la force tenseur.

contribution de tenseur (force 3)	V_J				Fonctions d'onde
	2^-	4^-	3^-	5^-	
100 %	2,4	4	23	35	$[(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})_1] \times [(\frac{3}{2}, \frac{1}{2})_1]$
50 %	4,3	7,8	19,4	40	
40 %	5	9,2	19,4	40	
25 %	désaccord avec l'expérience				
100 %	3,2	5	23	36	G.S

Les résultats de ce tableau mettent en évidence ce qui a été prévu par la théorie : les transitions de parité naturelle restent indifférentes à la variation de la force tenseur. Par contre, cette variation influe effectivement en allure et en valeur absolue sur les distributions angulaires des états de parité non naturelle. Les valeurs V_J , pour ces derniers états, présentent elles-

mêmes une variation qui est inversement proportionnelle à celle de l'intensité de la force tenseur.

Cependant, ces résultats ne sont pas suffisants pour permettre de préciser de manière rigoureuse la contribution de la force tenseur devant la force centrale, autrement dit le rapport force centrale/force tenseur.

Finalement, le fait qu'à chaque spin et parité donnés semble correspondre une valeur V_J déterminée, qui dépend bien entendu de J et de la nature de la parité, peut être pris comme définition d'une force effective pour la réaction ($^3\text{He}, t$). Cela peut être utilisé pour tirer des informations spectroscopiques sur les autres états excités à condition de garder cette distinction des transitions en deux groupes : la transition de parité naturelle $\pi = (-1)^J$ et la transition de parité non naturelle $\pi = (-1)^{J \pm 1}$. Il est évident qu'une interprétation théorique de ces résultats reste à établir. En attendant, nous pouvons les considérer comme des valeurs empiriques suffisamment cohérentes pour être utilisées.

Pour un état donné, le meilleur choix des fonctions d'onde sera celui qui, en utilisant la valeur V_J , donne un meilleur accord entre la section efficace théorique et expérimentale.

Par conséquent, la force 3 définie dans le tableau 3 sera utilisée avec les valeurs moyennes $V_J \pi$ établies pour les états déjà connus, c'est-à-dire les valeurs données par la figure 16.

III.2.5.4. Les états excités de ^{40}Sc au-dessus d'un MeV.

Ces états ont été observés à 1,68 - 1,799 - 2,378 - 3,03 et 3,45 MeV. Parmi eux, l'état à 2,378 MeV est particulièrement excité. Les formes des distributions angulaires relatives aux niveaux à 1,799 - 2,378 et 3,03 MeV suggèrent que ces niveaux peuvent être 3^- ou 4^- , tandis que la courbe obtenue pour l'état 1,68 MeV ne ressemble à aucune des autres. Cela n'est pas étonnant puisque Schulz et ses collaborateurs⁽²⁷⁾ ont trouvé, par une analyse magnétique, qu'il y a probablement un multiplet centré à cette énergie.

A priori, les états excités ci-dessus paraissent vraisemblablement formés à partir de la configuration $[(p_{3/2})_p (d_{3/2})_n^{-1}]$ ou de la configuration $[(f_{7/2})_p (s_{1/2})_n^{-1}]$. L'analyse de ces états a été faite avec les deux sortes de fonctions d'onde (configurations pures et G.S.) en se référant aux états homologues dans ^{40}K .

. Le multiplet $[(p_{3/2})_p (d_{3/2})_n^{-1}]$

Dans ^{40}K , ce multiplet se situe entre 2 et 2,6 MeV⁽³⁷⁾. Dans notre expérience, cette configuration peut correspondre aux groupes observés à 1,68 MeV et 1,799 MeV. Nous avons vu que la distribution angulaire obtenue, relative au au pic à 1,799 MeV, peut correspondre à $J^\pi = 3^-$ ou 4^- . Toutefois, l'attribution de 3^- à cet état semble donner un meilleur accord par la comparaison avec les distributions angulaires calculées (fig. 13). Ainsi, ce niveau se trouve, dans ^{40}Sc , 270 keV plus bas que son homologue dans ^{40}K , tandis que les niveaux du premier multiplet $[(f_{7/2})_p (d_{3/2})_n^{-1}]$ ont des énergies d'excitation très voisines dans les deux noyaux. La différence peut être expliquée si l'on remarque que le proton dans la couche $p_{3/2}$ est à 0,8 MeV au-dessus de l'énergie de liaison des protons dans ^{40}Sc . Le déplacement de l'énergie coulombienne est par conséquent plus faible que celui relatif à la couche $1f_{7/2}$ qui possède une énergie de liaison de 1,1 MeV, puisqu'une particule non liée sera plus influencée par la queue du potentiel coulombien que par la partie intérieure.

En utilisant les fonctions d'onde G.S., ce déplacement peut être estimé à 220 keV. Par contre, avec une configuration pure $[(p_{3/2}) (d_{3/2})^{-1}]$, ce déplacement est évalué à 290 keV (voir appendice C).

Avec une configuration pure $[(p_{3/2})_p (d_{3/2})_n^{-1}]_{J^\pi=3^-}$ pour l'état à 1,799 MeV, on a obtenu $V_3 = 17$ MeV, et 43 MeV avec les fonctions d'onde G.S.. Ces valeurs sont soit plus faibles soit plus grandes que celle trouvée pour l'état 3_1^- à 0,034 MeV ($V_3 = 24$ MeV). Ceci montre qu'un certain mélange de configuration est nécessaire mais qu'il n'est pas aussi important que celui donné par le tableau 2.

En se basant d'une part sur ce que l'on sait de ^{40}K , on peut s'attendre à ce que les états $1^-, 2^-$ et 0^- de $[(p_{3/2})_p^+ (d_{3/2})_n^{-1}]$ se trouvent à une énergie voisine de celle du niveau 3^- (1,799 MeV). D'autre part, suivant les résultats de Schulz⁽²⁷⁾, le groupe à 1,68 MeV est probablement formé par un multiplet (doublet ou triplet). Il est donc possible qu'il soit formé par les trois niveaux $0^-, 1^-$ et 2^- ou par deux de ces niveaux. L'emploi des fonctions d'onde G.S. correspondant aux états 1^- et 2^- seuls donne effectivement un accord approximatif entre les calculs et l'expérience. L'ordre de grandeur de la section efficace expérimentale est assez bien reproduit aux angles avant si l'on prend

$$\sigma_{1,68 \text{ MeV}(\text{exp})} = V_2^2 \sigma_{2^-}^{\text{DWBA}} + V_1^2 \sigma_{1^-}^{\text{DWBA}}$$

où V_1^- est égal à 10 MeV par interpolation de la figure 16 et V_2^- est obtenu soit au moyen de fonctions d'onde de modèle en couches pur ($V_2 = 2,4$ MeV) ou des

fonctions d'onde G.S ($V_2^- = 3,2$ MeV) pour le premier multiplet. Donc si une telle attribution pour l'état à 1,68 MeV est possible, l'écart de déplacement coulombien de cet état mélange serait de l'ordre de 400 keV en passant de ^{40}K à ^{40}Sc .

Il nous reste maintenant à localiser l'état 0^- . L'introduction d'une composante 0^- dans le multiplet à 1,68 MeV conduit à un mauvais accord en allure et en valeur absolue avec la distribution angulaire expérimentale. Dans ^{40}K cet état se trouve à 2,6 MeV. En tenant compte de nouveau de l'écart du déplacement coulombien (appendice C) - soit 300 keV d'après les calculs de modèle en couches et 400 keV selon l'expérience, on peut attendre l'état 0^- entre 2,2 MeV et 2,3 MeV dans le cas de ^{40}Sc . Cependant, aucun pic n'a été observé dans cette bande d'énergie et, de plus, le calcul fait avec la configuration $[(p_{3/2})_p^+ (d_{3/2})_n^-]_0^-$ donne une très faible section efficace de l'ordre de 1 à 5 μb à 20° . Ceci peut expliquer pourquoi on ne l'a pas observé dans cette expérience.

En conclusion, un abaissement de 300 à 400 keV a été trouvé en passant de ^{40}K à ^{40}Sc pour la configuration $[(p_{3/2})_p^+ (d_{3/2})_n^-]$. Les niveaux formés de cette configuration sont mélangés avec d'autres excitations de particule-trou (de $T=1$). Cet effet est particulièrement important pour le niveau 3^- . La section efficace se trouve ainsi réduite, conformément à ce qu'on a observé dans l'expérience. Il est donc possible d'attribuer aux niveaux à 1,68 et 1,799 MeV les spins $1^-, 2^-, 3^-$ et la configuration $[(p_{3/2})_p (d_{3/2})_n^-]$.

. Le multiplet $[(f_{7/2})_p^+ (s_{1/2})_n^-]$

Les études antérieures sur ^{40}K n'ont pas donné d'informations suffisantes sur les états au-dessus de 2 MeV d'excitation. Pour identifier les états à 2,378 - 3,03 et 3,45 MeV de ^{40}Sc , on doit se baser sur la forme de leur distribution angulaire, sur les énergies calculées de la manière exposée au paragraphe III.2.3. en utilisant des fonctions G.S., ainsi que sur les résultats obtenus à partir des calculs en DWBA.

Les niveaux formés à partir du couplage $[(p_{3/2})_p^+ (d_{3/2})_n^-]_{J^\pi=0^-, 1^-, 2^-, 3^-}$ ont été localisés. En partant toujours de modèle en couches, il nous reste la configuration $[(f_{7/2})_p^+ (s_{1/2})_n^-]$, ce qui donnera théoriquement deux états 3^- , 4^- . Pour différencier les états de cette configuration des autres états de même J^π , on les appelle désormais états 3_3^- et 4_2^- . Les niveaux 2,378 - 3,03 et 3,45 MeV sont susceptibles d'être ces états. La forme de la distribution angulaire mesurée pour le niveau à 3,45 MeV est incompatible avec celle observée pour les états 3^- ou 4^- , ce niveau est donc écarté.

D'ailleurs dans les calculs relatifs à $^{40}\text{Ca}^{(39)}$, il existe deux états de $T=1$ qui contiennent une forte composante $[(f_{7/2})^+(s_{1/2})^{-1}]_{J^\pi=4_2^-}$. Ce sont les états à 9,12 MeV et 10,25 MeV avec des coefficients respectifs $\alpha=0,63$ et $\beta=0,77$.

En utilisant ces données dans les calculs des fonctions G.S., exposés dans le paragraphe III.2.3., on peut déterminer l'énergie d'excitation correspondant à l'état 4_2^- soit 9,8 MeV dans ^{40}Ca et 2,4 MeV dans ^{40}Sc . De même, pour l'état 3_3^- de la même configuration, on a trouvé 10,43 MeV pour ^{40}Ca et 3,03 MeV pour ^{40}Sc .

Que ce soit avec les configurations pures ou avec les fonctions G.S., on a constaté que la distribution angulaire calculée pour l'état 4_2^- est plus grande en valeur absolue que celle de l'état 3_3^- . De plus, les calculs ont révélé que la section efficace de l'état 3_3^- est aussi supérieure à celle de l'état 3_2^- (à 1,799 MeV) de configuration $[(p_{3/2})^+_p (d_{3/2})^{-1}_n]$.

Tout cela doit être comparé à l'expérience où le pic observé à 2,378 MeV est plus excité que le pic 3,03 MeV ; en outre, celui-ci est plus excité que le pic à 1,799 MeV. Autrement dit

$$\sigma(2,378 \text{ MeV}) > \sigma(3,03 \text{ MeV}) > \sigma(1,799 \text{ MeV}).$$

Le dernier a été identifié comme 3_2^- . En tenant compte de la comparaison des distributions angulaires (théorique et expérimentale), de l'énergie d'excitation (calculée et observée), on est amené finalement à proposer :

que le 4_2^- soit l'état à 2,378 MeV
 que le 3_3^- soit l'état à 3,03 MeV
 avec la configuration $[(f_{7/2})^+_p (s_{1/2})^{-1}_n]$.

Les valeurs V_J correspondantes sont :

$$\begin{array}{lll} V_{4_2^-} & = & 5 \text{ MeV} \quad (\text{configuration pure}) \\ & & 4 \text{ MeV} \quad (\text{G.S.}) \\ V_{3_3^-} & = & 25 \text{ MeV} \quad (\text{configuration pure}) \\ & & 18 \text{ MeV} \quad (\text{G.S.}) \end{array}$$

Les valeurs trouvées pour $V_{4_2^-}$ sont en très bon accord avec celles obtenues pour l'état fondamental soit à l'aide de configuration pure, soit à l'aide de fonctions G.S.. Il y a encore un bon accord pour l'état 3_3^- avec la valeur obtenue pour le premier 3_1^- ($V_{3_1^-} = 24 \text{ MeV}$), si l'on prend une fonction d'onde de la configuration pure. Par contre, on obtient une valeur sensiblement différente

avec les fonctions d'onde G.S., ce qui peut être dû à une contribution cohérente des différents termes qui sont probablement trop importants dans la formation de cette fonction d'onde.

. *Les autres états.*

Trois autres niveaux ont été observés à 3,14 - 3,36 et 3,45 MeV. Nous avons mesuré une distribution angulaire pour l'état à 3,45 MeV seulement, les deux autres niveaux ayant une trop faible intensité d'excitation. Malheureusement, aucune attribution de spin pour le niveau 3,45 MeV n'a été possible. Dans ^{40}Ca la configuration suivante $[(2p_{1/2})_p (1d_{3/2})_n]^{-1} J^{\pi}=1^-, 2^-$ est localisée à 4 MeV d'excitation, c'est-à-dire en dehors de la région observée dans le cas de ^{40}Sc . Cependant, si l'on considère l'accord donné par la forme des distributions angulaires théorique et expérimentale, en supposant qu'il s'agisse de l'état 1^- , la valeur V_1 trouvée sera trop grande (30 MeV) comparée à la valeur attendue (10 MeV). Il est à noter que la théorie a prévu d'autres états correspondant à une énergie d'excitation élevée mais que nous ne les avons pas observés dans notre expérience.

La figure 17 montre les spectres des niveaux d'énergie des noyaux ^{40}K et ^{40}Sc ainsi que les principaux niveaux impairs $T=1$ de ^{40}Ca . On y a remarqué une correspondance très frappante des énergies d'excitation pour les niveaux du premier multiplet ($4^-, 3^-, 2^-, 5^-$) des deux noyaux ^{40}K et ^{40}Sc . Les niveaux correspondant au multiplet $[(p_{3/2})_p (d_{3/2})_n]^{-1}$ ont été observés dans ^{40}K et également suggérés dans ce travail. Par contre, la configuration $[(f_{7/2})_n (s_{1/2})_p]^{-1}$, présente dans ^{40}Sc d'après nos résultats, n'a pas été identifiée dans ^{40}K . Enfin, nous n'avons trouvé aucune indication pour des états de parité positive dans ^{40}Sc .

CONCLUSION

Les transitions des nucléons vers des couches différentes induites par la réaction ($^3\text{He}, t$) ont les mêmes propriétés que la transition des nucléons à l'intérieur d'une même couche. Les distributions angulaires correspondant aux niveaux formés présentent un aspect caractéristique qui dépend essentiellement, dans les deux cas (inter-couche ou même couche), du moment angulaire J et de la parité de ces niveaux. Les valeurs empiriques $V_{J^{\pi}}$ de l'intensité d'interaction, obtenues dans le cas de la transition inter-couche $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{40}\text{Sc}$, sont compatibles avec celles extraites dans le cas de transition de même couche $^{48}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{48}\text{Sc}$.

Nous avons donc pu établir un ensemble empirique de valeurs de l'interaction effective ^3He -nucléon, à l'aide de laquelle les multiplets $[(p_{3/2})_p (d_{3/2})_n]^{-1}$ et $[(f_{7/2})_p (s_{1/2})_n]^{-1}$ ont pu être localisés dans ^{40}Sc .

III.2.6. Analyse de l'état fondamental de ^9B

III.2.6.1. La section efficace

Le spin du noyau cible ^9Be n'est pas nul; la section efficace est la somme des sections efficaces correspondant aux différentes valeurs J permises. En effet, soit J le spin de l'état final; J vérifie la règle de sélection $|J_I - J_F| \leq J \leq J_I + J_F$.

L'amplitude de transition de l'état initial à l'état final dépend de toutes les valeurs possibles de J ; on peut écrire (formule (11) du chapitre II) :

$$T_{F I} = \sum_{\substack{j' j \\ J M}} \langle J_F M_F | A^+_{(j' j) J M} | J_I M_I \rangle \langle \chi^- (j' j^{-1})_{J M} | V | \chi^+ \rangle, \quad (7)$$

soit, en utilisant le théorème de Wigner-Eckart :

$$T_{F I} = \sum_{\substack{j' j \\ J M}} (-1)^{J_I - M_I} \frac{1}{\sqrt{(2J+1)}} \langle J_F M_F, J_I - M_I | J M \rangle \langle J_F || A^+_{J M(j j')} || J_I \rangle \langle \chi^- (j' j^{-1})_{J M} | V | \chi^+ \rangle. \quad (8)$$

Posons

$$T_J = \sum_{j' j} \frac{1}{\sqrt{(2J+1)}} \langle J_F || A^+_{(j' j) J M} || J_I \rangle \langle \chi^- (j' j^{-1})_{J M} | V | \chi^+ \rangle \quad (9)$$

et

$$\sigma_J = \sum |T_J|^2. \quad (10)$$

Les expressions (7), (9) (10) permettent d'écrire

$$\sigma_{\text{total théorique}} = \sum |T_{F-I}|^2 = \sum \sigma_J. \quad (11)$$

Pour reproduire la section efficace expérimentale, on doit tenir compte de l'intensité d'interaction V_J . La relation (6) s'écrit alors :

$$\sigma_{\text{exp}} = \sum_J V_J^2 \sigma_J. \quad (12)$$

III.2.6.2. Etude des distributions angulaires théoriques $d\sigma_J/d\Omega$

Nous avons fait l'hypothèse que l'état fondamental de ^9B issu de la réac-

tion ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$ est formé par la transition $p_{3/2} \rightarrow p_{3/2}$ avec une parité positive. D'après la relation (12), la section efficace correspondante est donc une somme incohérente des sections efficaces $\sigma_{J\pi} = 0^+, 1^+, 2^+, 3^+$ pondérées des coefficients V_J^2 . Les sections efficaces σ_J ont été obtenues séparément par les calculs théoriques dans le cadre de la DWBA à l'aide du programme NENESSE.

Le noyau ${}^9\text{Be}$ est un noyau léger par rapport au noyau ${}^{40}\text{Ca}$; une étude des variations des courbes théoriques en fonction des paramètres constitutifs importants de la force d'interaction semble bien être nécessaire.

. Variation en fonction de la portée du terme central

Deux calculs ont été faits avec la force 3 (tableau 2) à deux portées différentes : 1,4 fm et 1 fm. Les sections efficaces obtenues avec 1 fm sont, dans l'ensemble, plus grandes que celles obtenues avec 1,4 fm. Pour la même parité, le rapport $\sigma(1\text{fm})/\sigma(1,4\text{ fm})$ croît en fonction de J (tableau 6).

Tableau 6

Niveau	0^+	2^+	1^+	3^+
$\frac{\sigma(1\text{fm})}{\sigma(1,4\text{fm})}$	1,27	2,06	1,15	1,21

Par contre, la pente de décroissance des courbes à 1fm varie moins rapidement que celle à 1,4fm (Fig. 19). La courbe 0^+ (1,4fm) présente des oscillations plus profondes que 0^+ (1fm).

. Variation des courbes $d\sigma_J/d\Omega$ théoriques en fonction de la contribution du terme tenseur

La distribution angulaire expérimentale présente une forte décroissance aux angles arrière. Ce fait nous conduit à l'idée que la contribution de la force tenseur pourrait être importante. Pour cette raison, une étude de la variation des courbes théoriques pour différentes valeurs du terme tenseur a été faite. Les forces utilisées sont résumées dans le tableau 7.

La variation des courbes théoriques de parité non naturelle en fonction de V_T est présentée sur la figure 20. La pente de décroissance du réseau des courbes 1^+ est bien affectée par la variation de V_T . Elle décroît d'une manière beaucoup plus marquante que celle du réseau 3^+ .

Tableau 7

Force	Partie centrale	Terme tenseur	$\frac{\sigma_{ex}}{\sigma_{théor.}}$
I	1 fm mélange de Serber	$V_T = 1$	1
II	1,4 fm mélange de Serber	$V_T = 1$	2
III	1,4 fm mélange de Serber	$V_T = 2$	1
IV	1,4 fm mélange de Serber	$V_T = 3$	0,5

III.2.6.3. Comparaison de la théorie à l'expérience

Cette comparaison a besoin des valeurs V_J appropriées en tenant compte de la relation (12). Comme il est dit dans l'analyse de ^{40}Ca , ces valeurs dépendent de l'interaction effective pour chaque état de J donné, et, pour la même interaction, elles dépendent des portées utilisées dans le terme central et le terme tenseur.

Les valeurs de V_J seront choisies empiriquement à partir de l'analyse microscopique des noyaux précédemment étudiés ^{40}Ca et ^{48}Ca .

Pour la force 3 (tableau 3) à 1,4 fm de portée, les valeurs V_J sont prises suivant les résultats de ^{40}Ca et ^{48}Ca . Pour la portée de 1 fm (force I du tableau 7), une analyse sur les résultats des expériences $^{48}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{48}\text{Sc}$, $^{50}\text{Ti}(^3\text{He}, t)^{50}\text{V}$ et $^{52}\text{Cr}(^3\text{He}, t)^{52}\text{Mn}^{(42)}$ à 30,2 MeV de ^3He permet d'extraire les constantes de normalisation V_J correspondantes.

Le tableau 8 résume les valeurs utilisées dans le calcul de la section efficace expérimentale de l'état fondamental de ^9B .

Tableau 8

	1,4 fm	1 fm
V_0^+	5	11
V_1^+	2,6	2,6
V_2^+	12	15
V_3^+	3,5	3,5

Les distributions angulaires théoriques obtenues avec différentes forces de tableau sont données par la figure 21 en comparaison avec la distribution angulaire expérimentale.

Avec $V_T = 1$, $\mu = 1$ fm, on a $\sigma_{ex}/\sigma_{th} \approx 1$, mais la courbe théorique présente un grand désaccord avec l'expérience surtout aux angles arrière. Parmi ces courbes, celle correspondant à la force III ($V_T = 2$, $\mu = 1,4$ fm) présente un meilleur accord en allure et en valeur absolue entre l'expérience et la théorie. On a obtenu également $\sigma_{ex}/\sigma_{theor} \approx 1$. Cette constatation montre que la force III est préférée et que la force tenseur semble avoir une valeur importante dans le cas de la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}$.

CONCLUSION

La réaction $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{40}\text{Sc}$ a été étudiée en utilisant le modèle en couches pur ou le mélange de fonctions d'onde (G.S.). L'analyse du premier multiplet, dont les fonctions d'onde ne présentent pas d'ambiguïtés, permet de définir les paramètres pour la force d'interaction utilisée qui est un mélange de Serber contenant un terme tenseur avec un facteur de forme de type Yukawa. Cette force a une portée de 1,4 fm pour le terme central et de 0,878 fm pour le terme tenseur.

L'interaction, étant ainsi acquise, rend possible l'analyse des autres transitions observées avec de bons accords entre la théorie et l'expérience. Le premier multiplet étant déjà connu, cette analyse permet d'attribuer $J^\pi = 3^-$ à l'état 1,799 MeV (2ème multiplet), $J^\pi = 4^-$ à l'état à 2,378 MeV et $J^\pi = 3^-$ à l'état à 3,03 MeV (3ème multiplet). Les configurations principales pour ces états sont :

$$[(p_{3/2})_p (d_{3/2})_n^{-1}] 3^- \text{ à } 1,799 \text{ MeV} \text{ et } [(f_{7/2}), (s_{1/2})_n^{-1}] \begin{matrix} 3^- \text{ à } 3,03 \text{ MeV} \\ 4^- \text{ à } 2,378 \text{ MeV} \end{matrix}$$

bien qu'un mélange de configurations (G.S.) soit important dans le cas des états 3^- . L'usage des deux sortes de fonctions d'onde (configurations pures et fonctions d'onde G.S.) donne des résultats similaires sauf pour le cas où le mélange est prépondérant.

L'ensemble de cette analyse permet de conclure que les transitions entre couches différentes (inter-couches) ont les mêmes propriétés caractéristiques que les transitions à l'intérieur d'une même couche. Les valeurs V_J obtenues sont comparables dans les deux cas. Elles dépendent du moment angulaire trans-

féré et de la parité. La contribution du terme tenseur est dominante dans les transitions de parité non naturelle. Cette contribution est faible relativement à celle du terme central dans le cas des transitions de parité naturelle mais la présence du terme tenseur est cependant nécessaire pour avoir des accords en valeur absolue avec les résultats expérimentaux.

En conclusion, le mécanisme de réaction est donc identique dans les deux cas de transitions : transition dans une même couche et transition inter-couche. Malgré ces résultats, une telle description microscopique de la réaction d'échange de charge ($^3\text{He}, t$) n'est pas entièrement satisfaisante, puisque nous devons introduire des valeurs de V croissantes avec J .

Cette description insuffisante demande d'autres données expérimentales afin de déterminer plus précisément l'influence des différentes formes radiales du potentiel d'interaction ainsi que le rapport entre le terme tenseur et le terme central.

L'analyse de la réaction $^9\text{Be}(^3\text{He}, t)^9\text{B}$, limitée à l'état fondamental, illustre un cas particulier où le spin du noyau cible est non nul et où le noyau cible est léger. Pour une transition donnée, différentes valeurs de moment angulaire sont permises. Il faut donc introduire différentes valeurs de V_J dans les calculs. Cette analyse a recours aux valeurs V_J obtenues pour des noyaux plus lourds (^{40}Ca et ^{48}Ca).

L'incertitude dans l'application de ces valeurs a imposé une limite à l'analyse des résultats. On a pu cependant vérifier que la même interaction fournit une description aussi satisfaisante pour un noyau léger que pour les noyaux de masses atomiques moyennes.

REFERENCES

- (1) G. BRUGE, A. BUSSIERE, H. FARAGGI, P. KOSSANYI-DEMARY, J.M. LOISEAUX, P. ROUSSEL et L. VALENTIN, Nucl. Phys., 1969, A129, 417.
- (2) G. BALL et J. CERNY, Phys. Rev., 1969, 177, 1466.
- (3) J.J. SCHWARTZ, The ($^3\text{He}, t$) reaction on SD shell nuclei, The Argonne ($^3\text{He}, t$) symposium, Chicago, 1970, p. 27.
- (4a) E. ROST et P.D. KUNZ, The Argonne ($^3\text{He}, t$) symposium, Chicago, 1970, p. 39.
- (4b) S.I. HAYAKAWA, W.L. FADNER, J.J. KRAUSHAAR et E. ROST, Nucl. Phys., 1969, A139, 465.
- (5) H.H. DUHM, K. PETERSEIM, R. SEEHARS, R. FINLAY et G. DETRAZ, Nucl. Phys., 1970, A151, 579.
- (6) A. CHAUMEAUX, Thèse de 3ème cycle, ORSAY 1970.
- (7) F.S. GOULDING, D.A. LANDIS, J. CERNY et R.H. PEHL, I.E.E.E. Trans. Nucl. Sci., 1964, NS11, 388.
- (8) J.M. LOISEAUX et L. VALENTIN, Programme JIM (non publié).
- (9) G. VALLOIS, Thèse d'Etat, Orsay, 1968.
- (10) P. LOPATO, Thèse 3ème cycle, Orsay, 1968.
- (11) G. FRANCILLON, Thèse 3ème cycle, Orsay, 1970.
- (12) B.L. COHEN, Rev. Sci. Instr., 1959, 30, 415.
- (13) A.B. BANFORD, The transport of charged particle beam (Spon, Londres, 1966).
- (14) G. CHARPAK, L. MASSONET et J. FAVIER, Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation, (F.J.M. Farley ed., Amsterdam, 1965), vol. 1, p. 323.
- (15) V.A. MADSEN, Nucl. Phys., 1966, 80, 177.

- (16) G.R. SATCHLER, Nucl. Phys., 1964, 55, 1.
- (17) R. SCHAEFFER, Thèse d'Etat, Orsay, 1969.
- (18a) G.R. SATCHLER, Nucl. Phys., 1967, A95, 1.
- (18b) G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 1966, 77, 481.
- (19) M. DE LLANO, Am. J. Phys., 1970, 38, 151.
- (20) K.A. AMOS, V.A. MADSEN et I.E. MCCARTHY, Nucl. Phys., 1967, A94, 103.
- (21) R. SCHAEFFER, UCRL-19 537 (Janvier 1970).
- (22) A. AGODI et G. SCHIFFRER, Nucl. Phys., 1964, 50, 337.
- (23) J.J. WESOLOWSKI, E.H. SCHWARCZ, P.G. ROOS et C.A. LUDEMANN, Phys. Rev., 1968, 169, 878.
- (24) A. BOHR et B.R. MOTTELSON, Nuclear Structure, vol. 1 (Benjamin, New York, 1969), 248.
- (25) R. SCHAEFFER, The Argonne ($^3\text{He}, t$) symposium, Chicago, 1970, 1.
- (26) P. KOSSANYI-DEMAY, P. ROUSSEL, H. FARAGGI et R. SCHAEFFER, Nucl. Phys., 1970, A148, 181.
- (27) N. SCHULZ, W.P. ALFORD et A. JAMISHIDI, The Argonne ($^3\text{He}, t$) symposium, Chicago, 1970, 73.
- (28) J.M. LOISEAUX, P. KOSSANYI-DEMAY, HA DUC LONG, A. CHAUMEAUX, H. FARAGGI, G. BRUGE et R. SCHAEFFER, The Argonne ($^3\text{He}, t$) symposium, Chicago, 1970, p.77.
- (29) M.E. RICKEY, P.D. KUNZ, J.J. KRAUSHAAR et W.G. ANDERSON, Phys. Letters, 1965, 17, 296.
- (30) DIETRICH (1964) et ADELBERGER (1967), Ph.D. dissertations, C.I.T., Pasadena.
- (31) H.E. WEGNER et W.S. HALL, Phys. Rev., 1960, 119, 1654.
- (32) R.M. DRISKO, P.G. ROOS et R.H. BASSEL, Proc. Intern. Conf. Nucl. Structure, Tokyo, 1967, 347.
- (33) P.E. HODGSON, Advan. Phys., 1968, 17, 563 et références incluses.
- (34) G.T.A. SQUIER, E.A. McCLATCHIE, A.R. JOHNSTON, R.J. BATTEN, J.B.A. ENGLAND et F.G. KINGSTON, Nucl. Phys., 1968, A119, 369.
- (35) H.A. ENGE, E.J. IRWIN, Jr et D.H. WEANER, Phys. Rev., 1959, 115, 949.
- (36) J.J. WESOLOWSKI, L.F. HANSEN et M.L. STELTS, Phys. Rev. 1968, 172, 1072.
- (37) P.J. TWIN, W.C. OLSEN et E. WONG, Phys. Letters, 1969, 29B, 570.

- (38) W.J. GERACE et A.M. GREEN, Nucl. Phys. 1967, 93, 110.
- (39) V. GILLET et E. SANDERSON, Nucl. Phys., 1967, A91, 292.
- (40) P.M. ENDT et C. VAN DER LEUN, Nucl. Phys., 1967, A105, 315.
- (41) R. SCHAEFFER, (non publié)
- (42) HA DUC LONG, (non publié)
- (43) V. GILLET, Elément de Physique Nucléaire Théorique, Cours 1964-1965.
- (44) J.A. NOLEN et J.P. SCHIFFER, Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, 19, 471.

LEGENDES DES FIGURES

- Fig. 1 Implantation générale du faisceau d'hélium-3 au cyclotron à énergie variable de Saclay.
- Fig. 2 Chambre de diffusion
- Fig. 3 Supports de détecteurs à jonctions.
- Fig. 4 Schéma électronique utilisé dans l'expérience avec les détecteurs à jonctions. Cas de deux angles de détection indépendants.
- Fig. 5 Dispositifs magnétiques dans l'analyse du faisceau d'hélium-3.
- Fig. 6 Schéma de la boîte triangulaire mobile utilisée avec l'aimant analyseur secondaire. Parcours des particules dans la mesure de temps-de-vol.
- Fig. 7 Electronique du déclenchement de la chambre à étincelles.
- Fig. 8 Principe de la localisation en énergie par la chambre à étincelles.
- Fig. 9 Electronique utilisée dans la mesure du temps-de-vol.
- Fig. 10a Spectre de ^{40}Sc obtenu dans la réaction $^{40}\text{Ca}(^3\text{He},t)^{40}\text{Sc}$.
- Fig. 10b Spectre de deux niveaux à 0,0 MeV et à 0,034 MeV obtenu par analyse magnétique.
- Fig. 11 Courbe de $\sigma_{0,034\text{MeV}}/\sigma_{0,0\text{MeV}}$ en fonction de l'angle dans le centre de masse.
- Fig. 12 Distributions angulaires expérimentales correspondant aux niveaux de ^{40}Sc au-dessous de 1 MeV (premier multiplet). Les courbes sont des courbes théoriques calculées comme il est expliqué dans le texte.
- Fig. 13 Distributions angulaires expérimentales correspondant aux niveaux de ^{40}Sc au-dessus de 1 MeV. Les courbes théoriques sont également tracées.
- Fig. 14 Spectre de ^9B obtenu dans la réaction $^9\text{Be}(^3\text{He},t)^9\text{B}$.

- Fig. 15 Distributions angulaires obtenues à différentes forces pour les niveaux 2^- et 5^- .
- Fig. 16 Courbe $V_J = f(J)$.
- Fig. 17 Spectre des niveaux d'énergie de ^{40}K , ^{40}Ca et ^{40}Sc .
- Fig. 18 Distributions angulaires expérimentales mesurées dans la réaction $^9\text{Be}(^3\text{He}, t)^9\text{B}$ successivement à 30,2 MeV et à 25 MeV.
- Fig. 19 Variation de $d\sigma_J/d\Omega$ en fonction de la portée du terme central.
- Fig. 20 Variation de $d\sigma_J/d\Omega$ en fonction de la contribution du terme tenseur.
- Fig. 21 Comparaison entre la courbe théorique et la courbe expérimentale de l'état fondamental de ^9B .

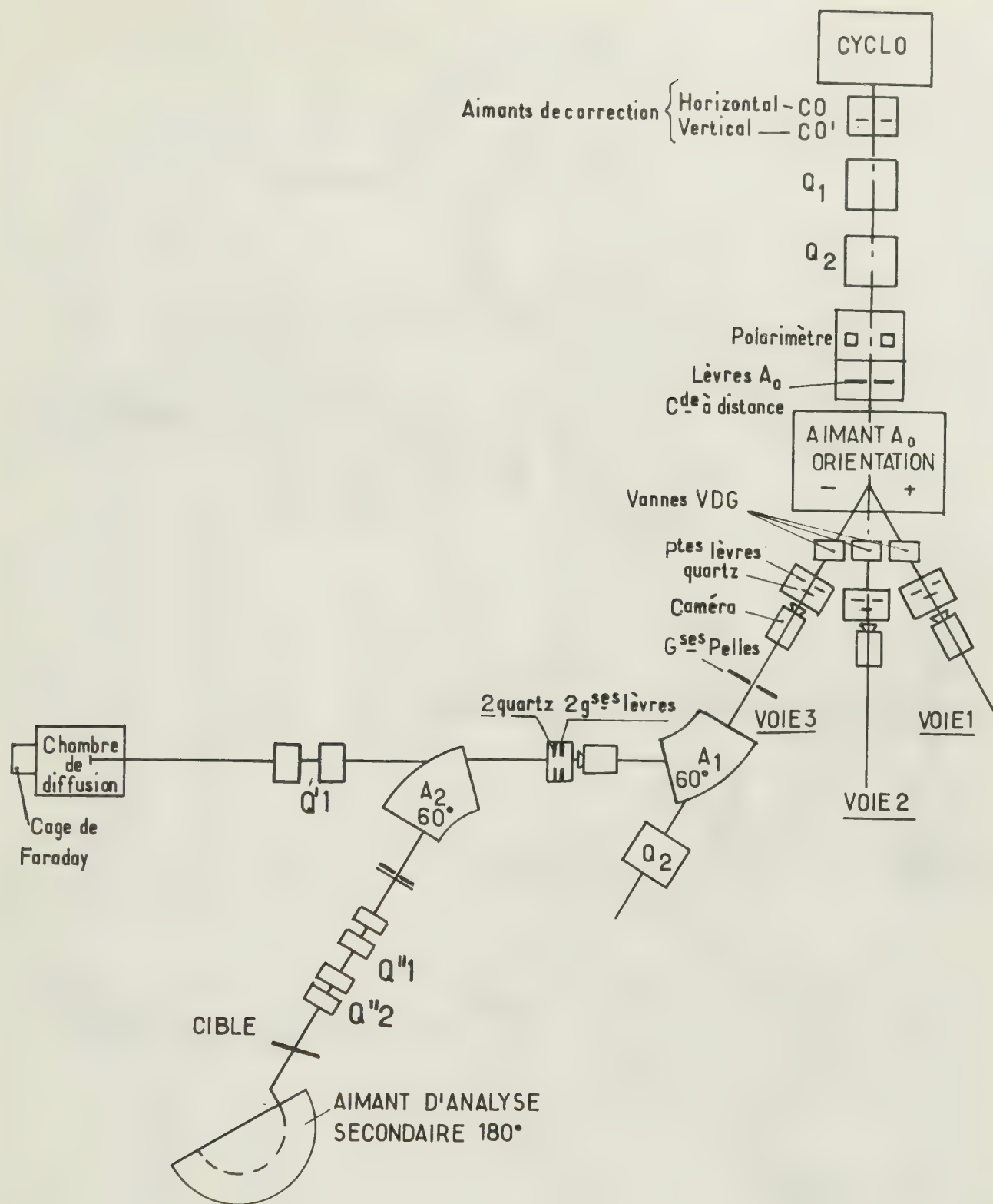


FIG.1

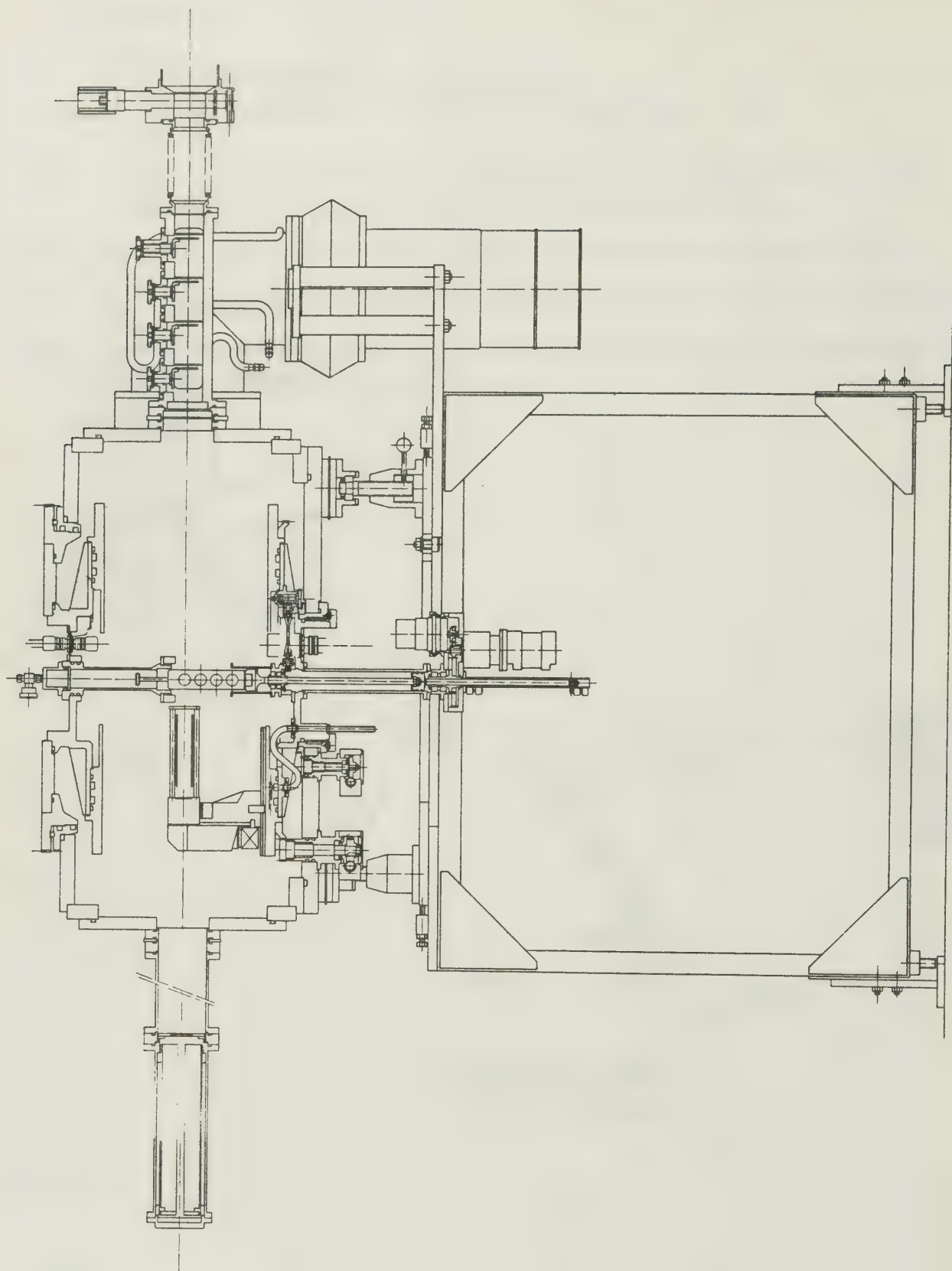


FIG. 2

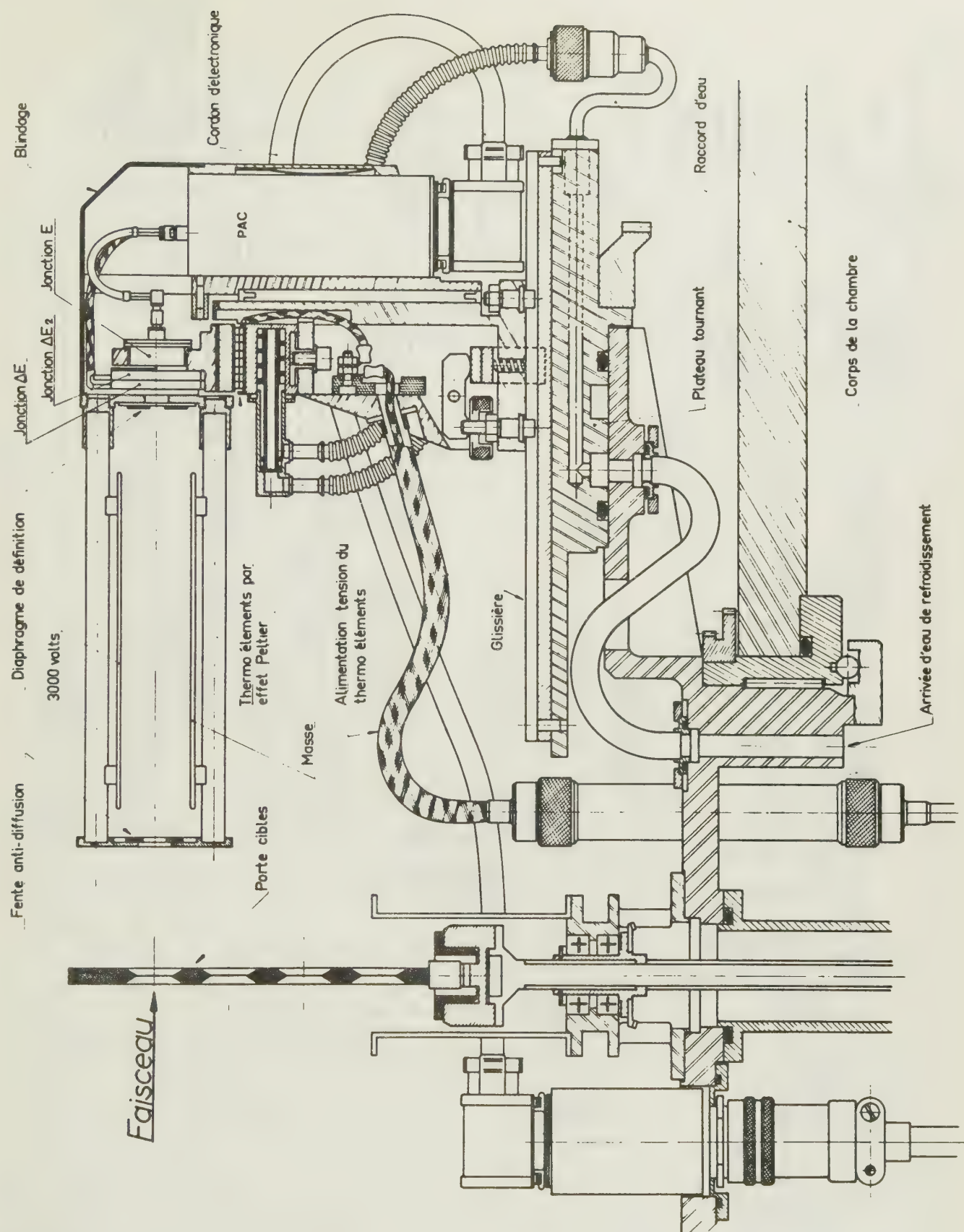


FIG.3

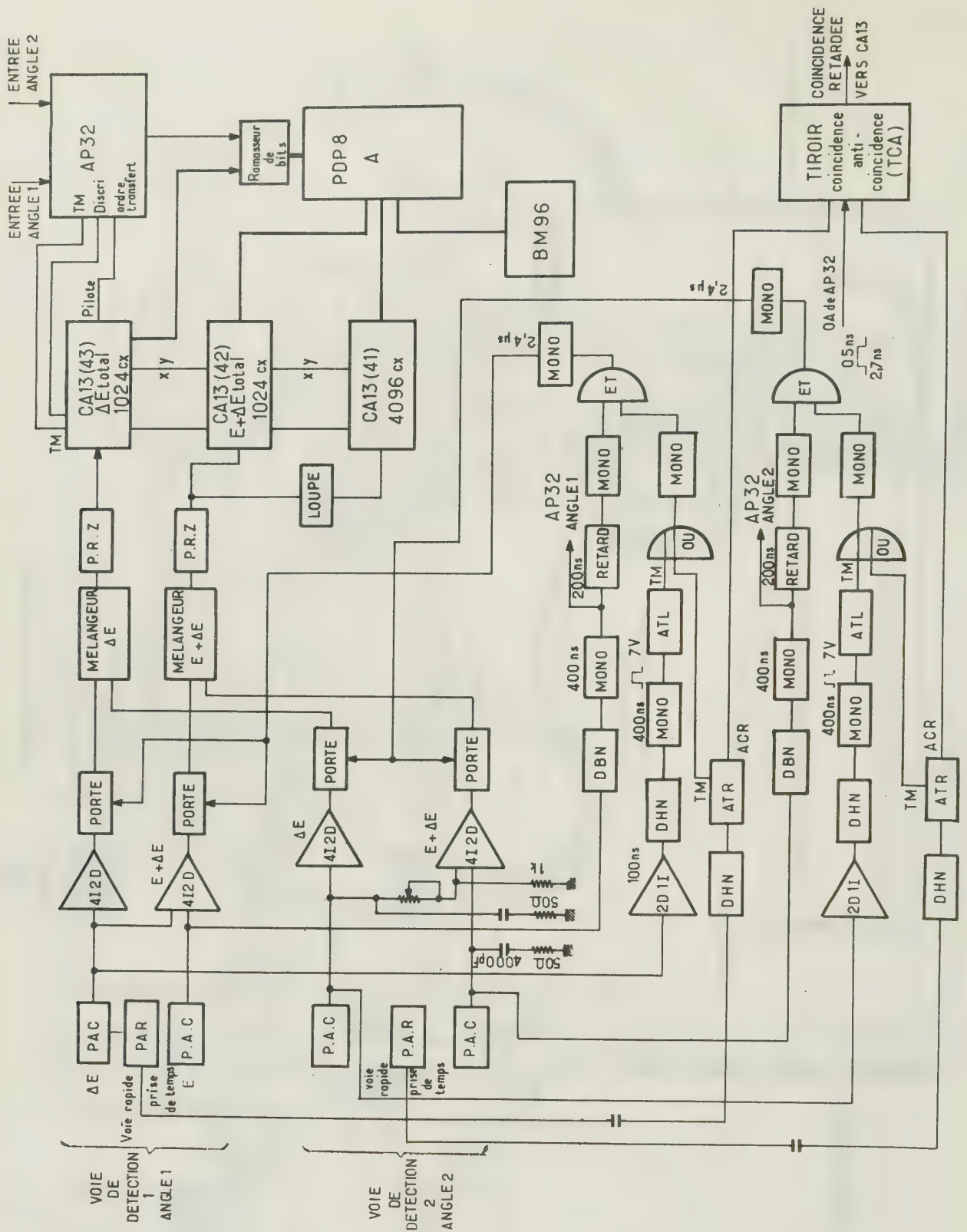


FIG. 4

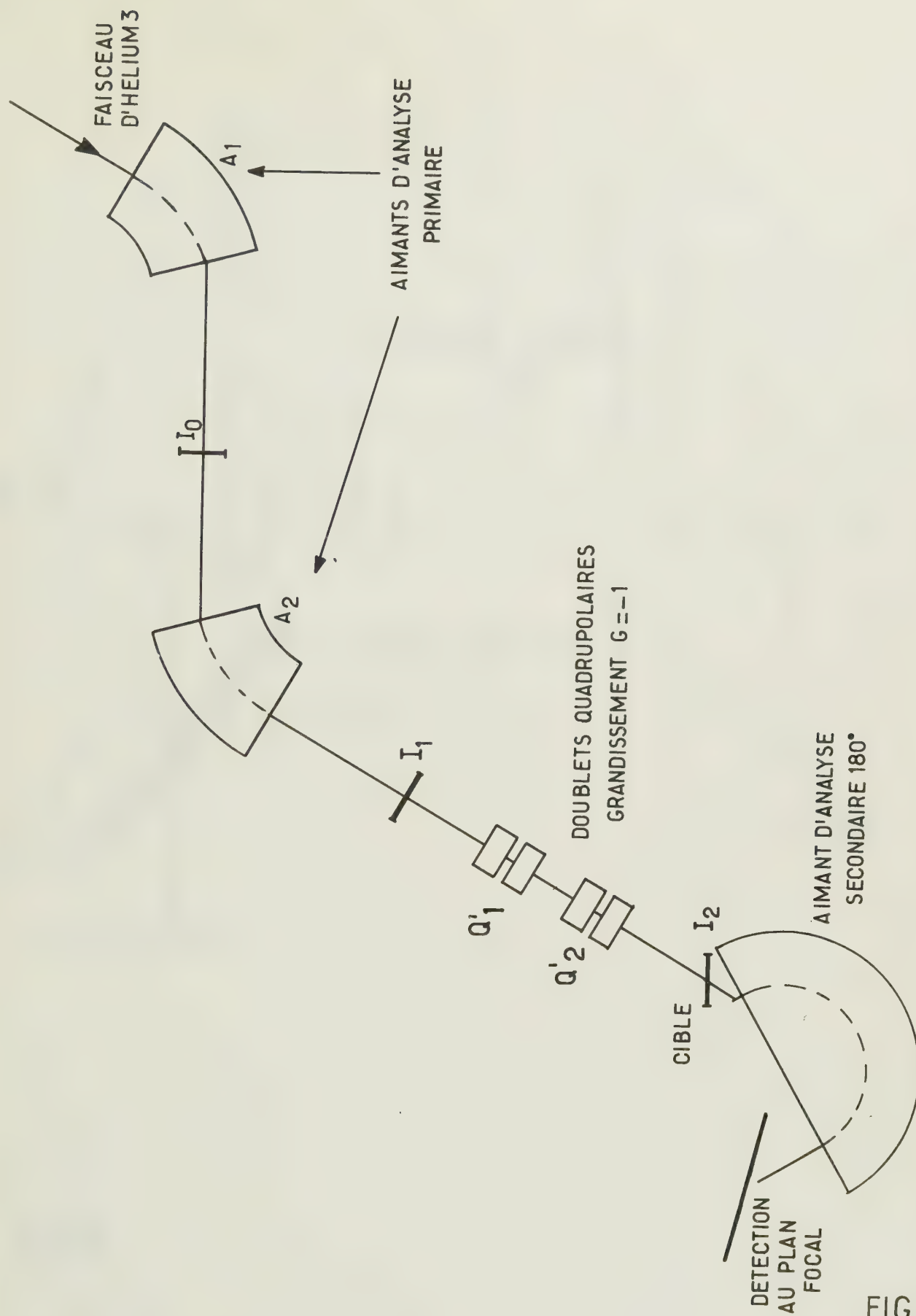


FIG. 5

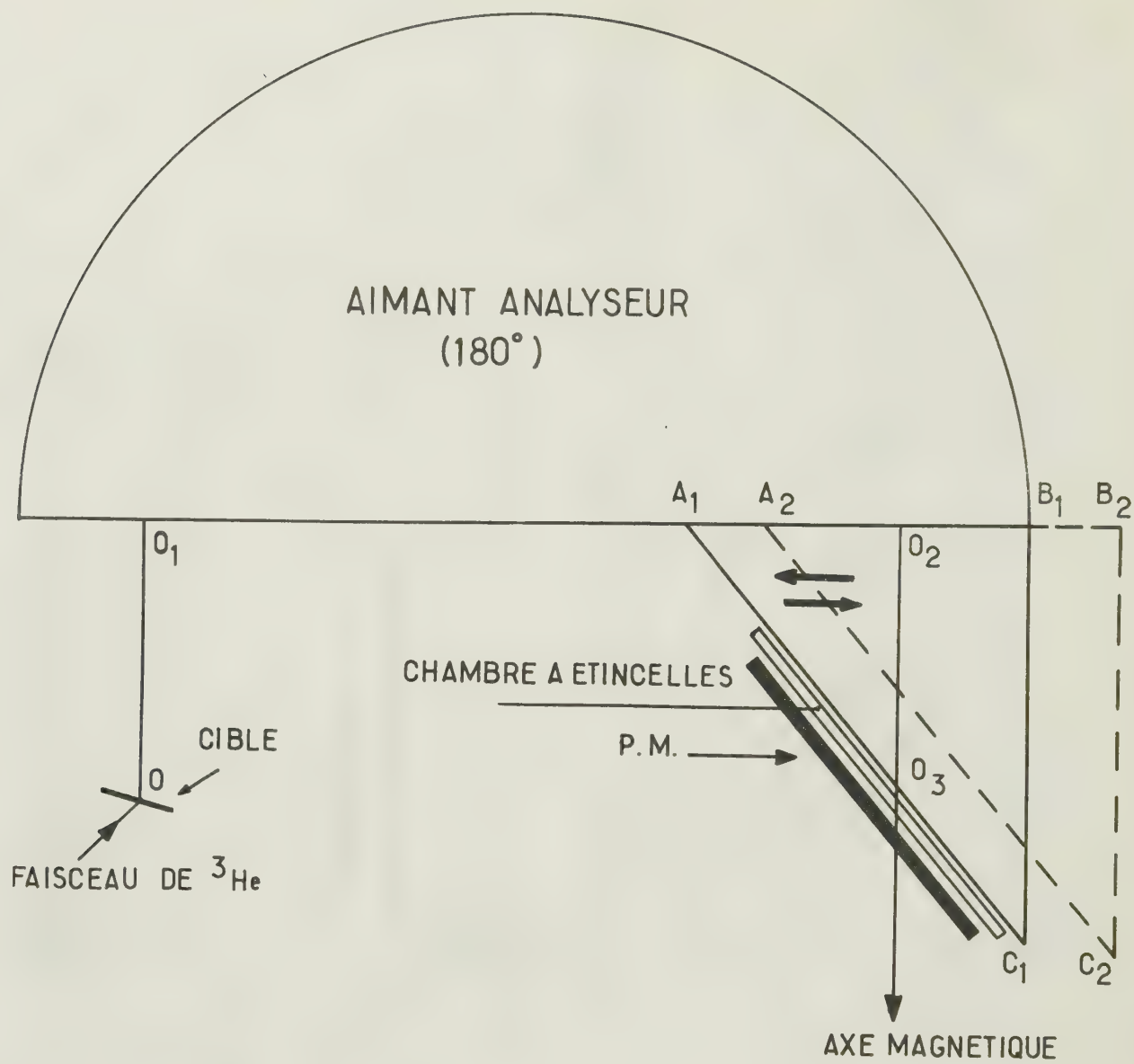


FIG. 6

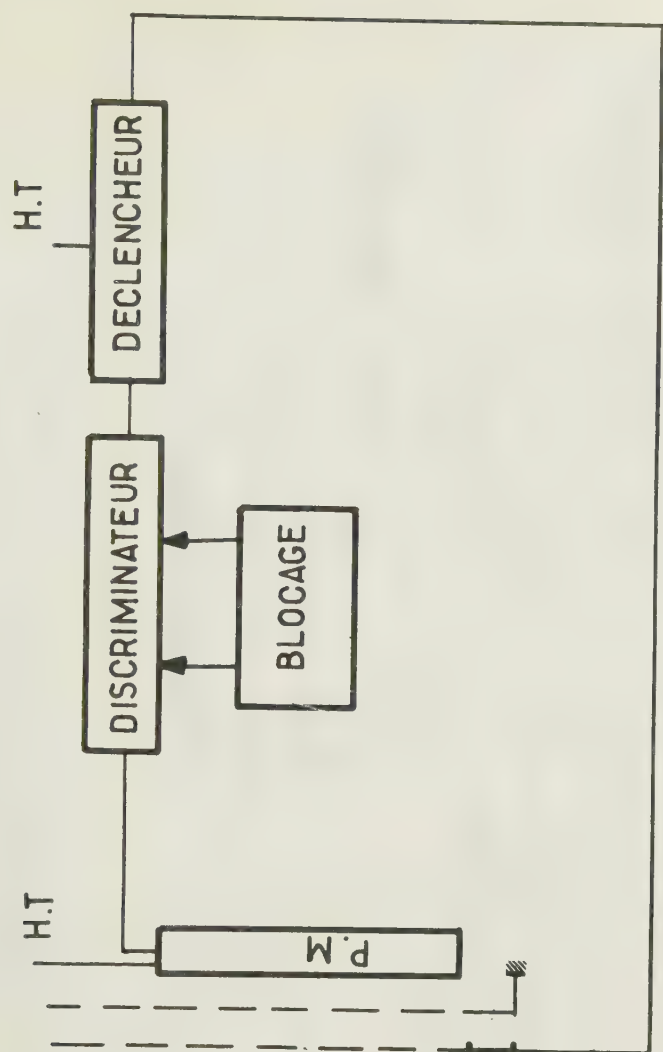


Schéma logique du déclenchement de la chambre à étincelles

FIG. 7

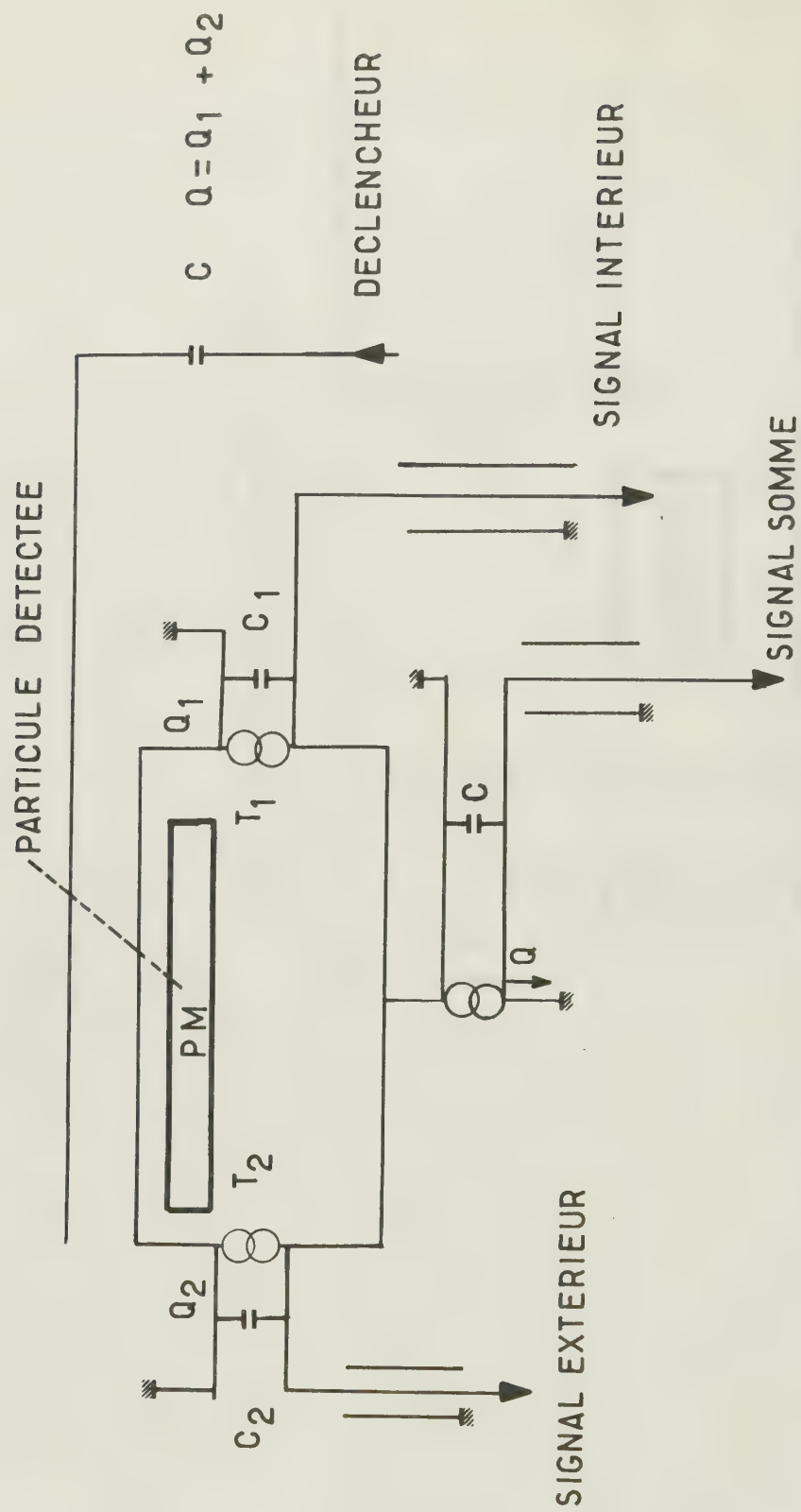
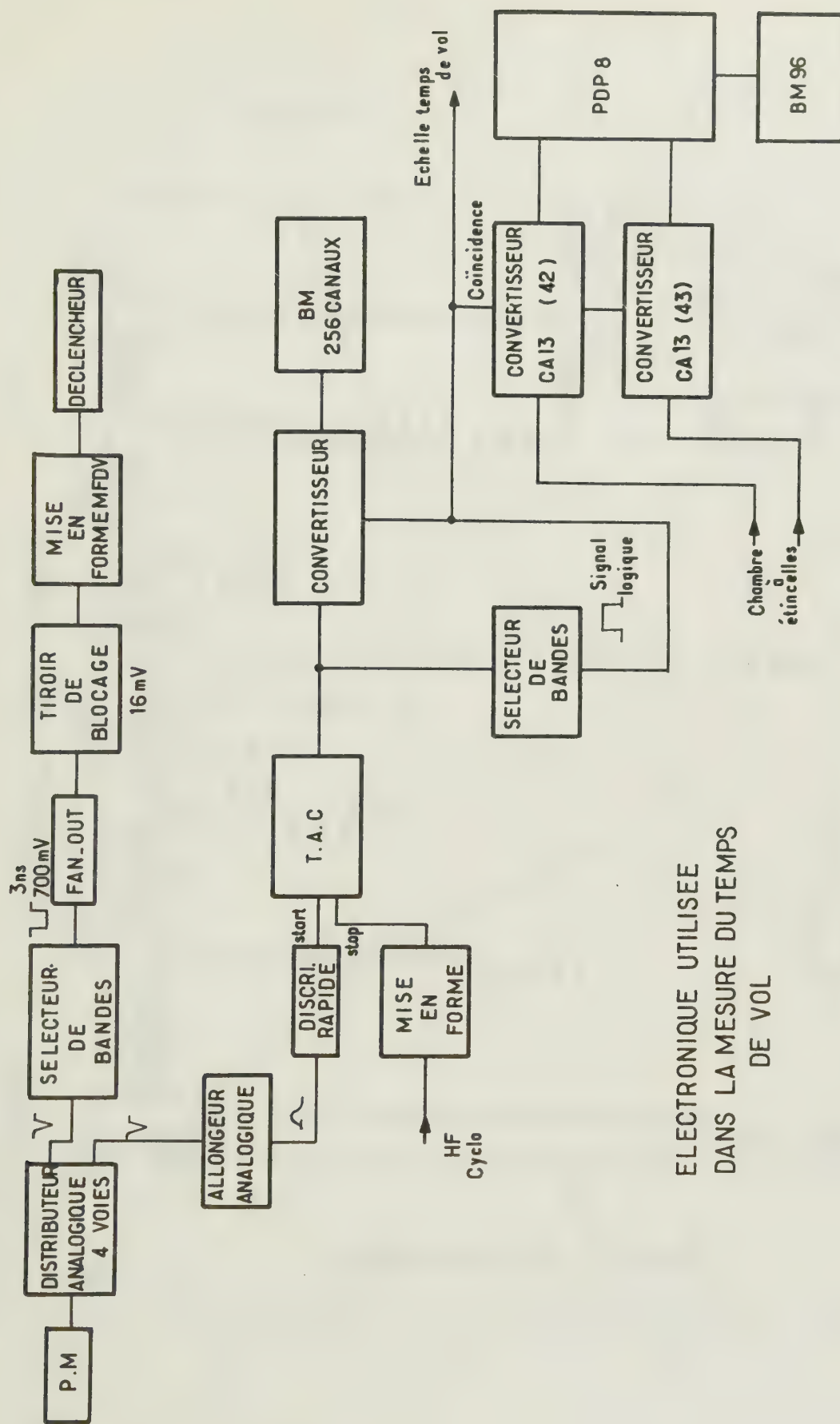


FIG.8

Principe de la localisation en énergie des particules



ELECTRONIQUE UTILISEE
DANS LA MESURE DU TEMPS
DE VOL

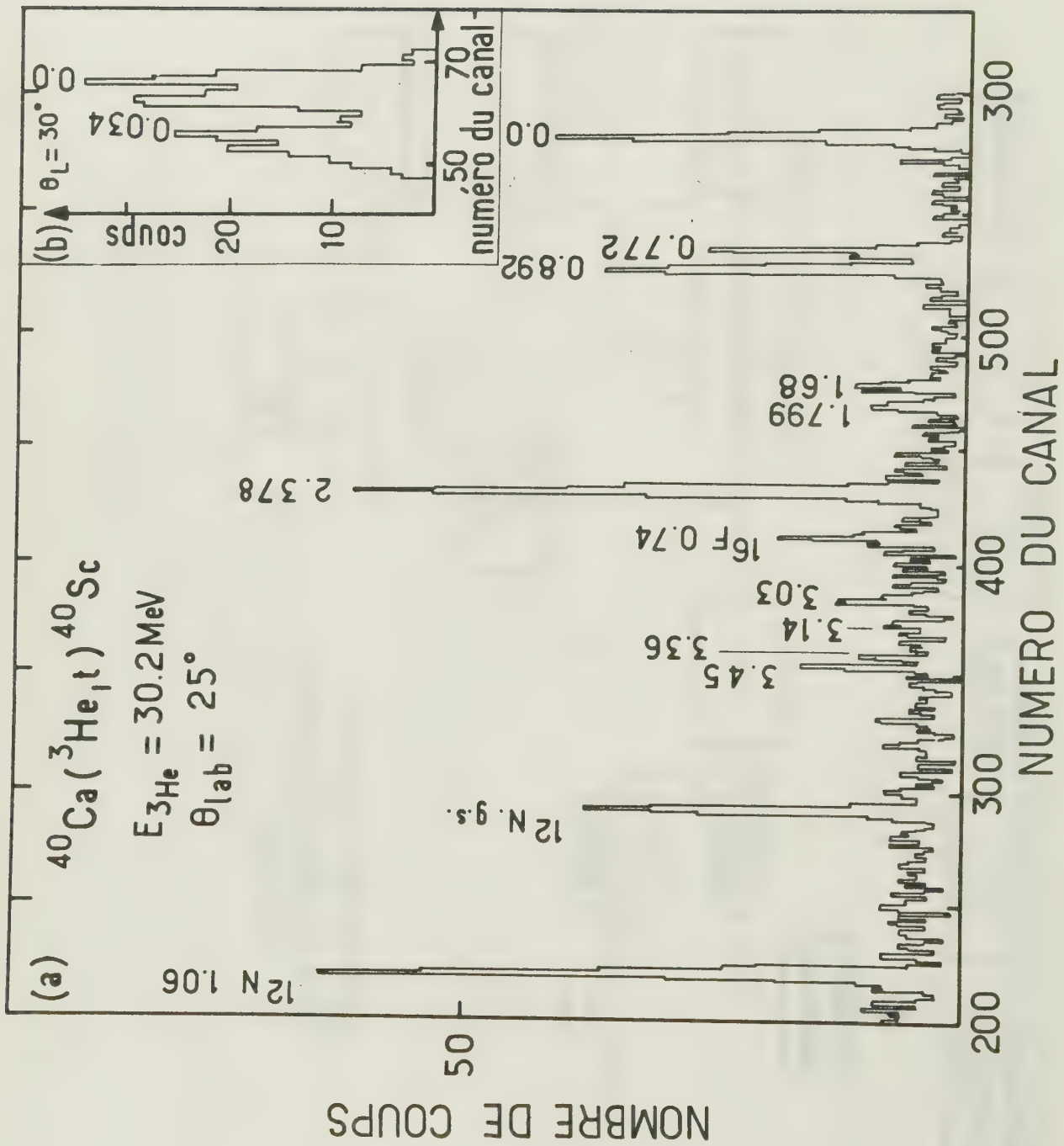


FIG. 10

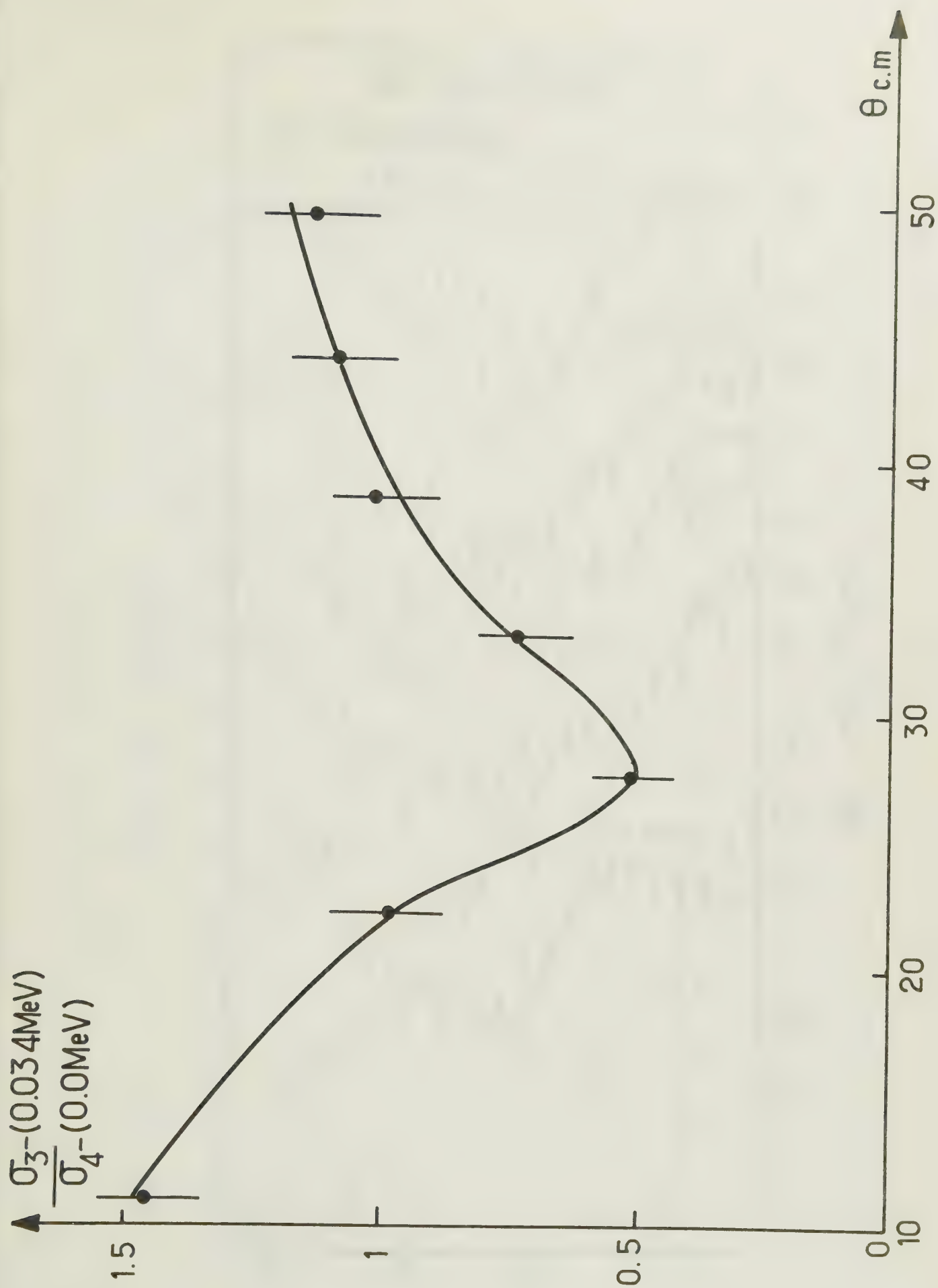


FIG.11

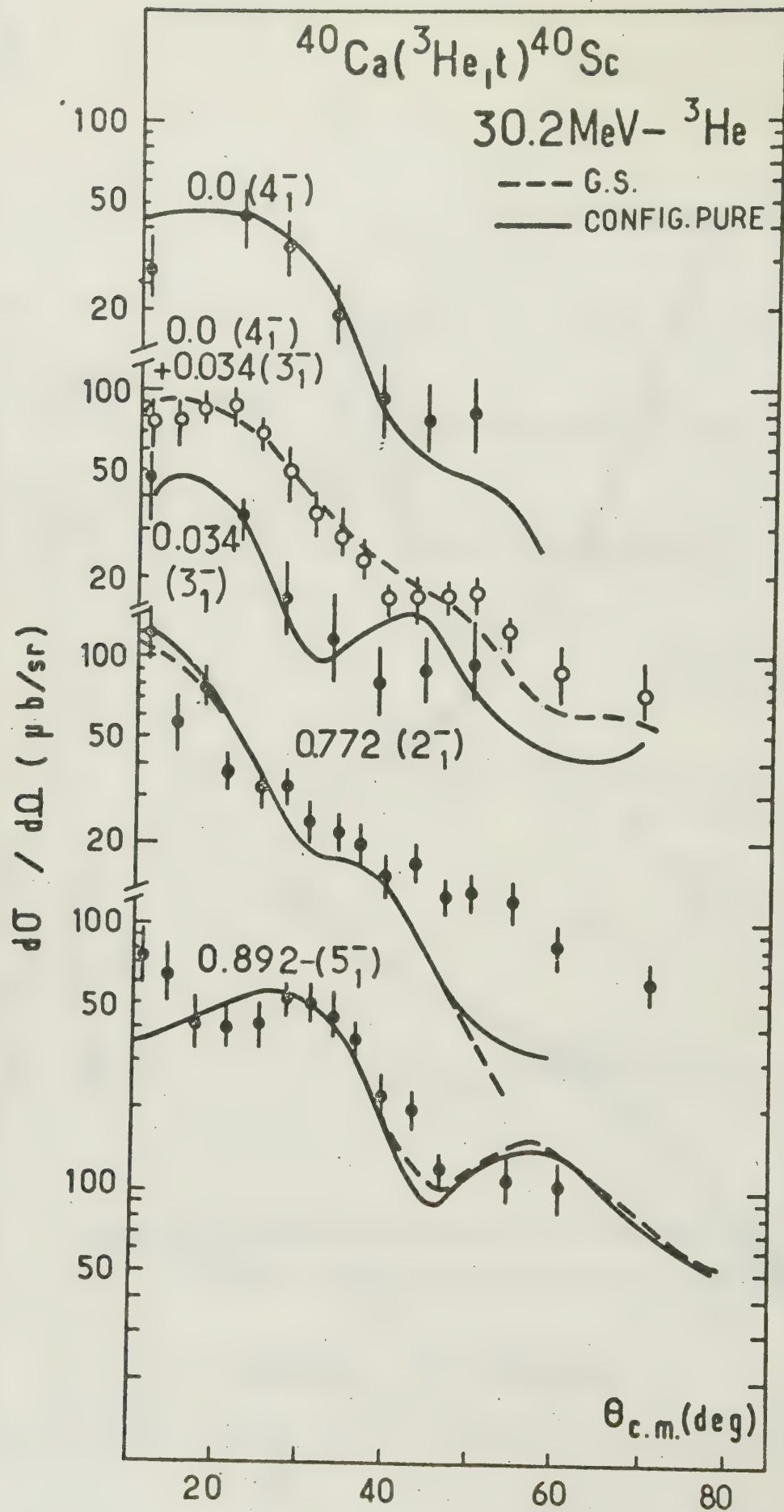


FIG.12

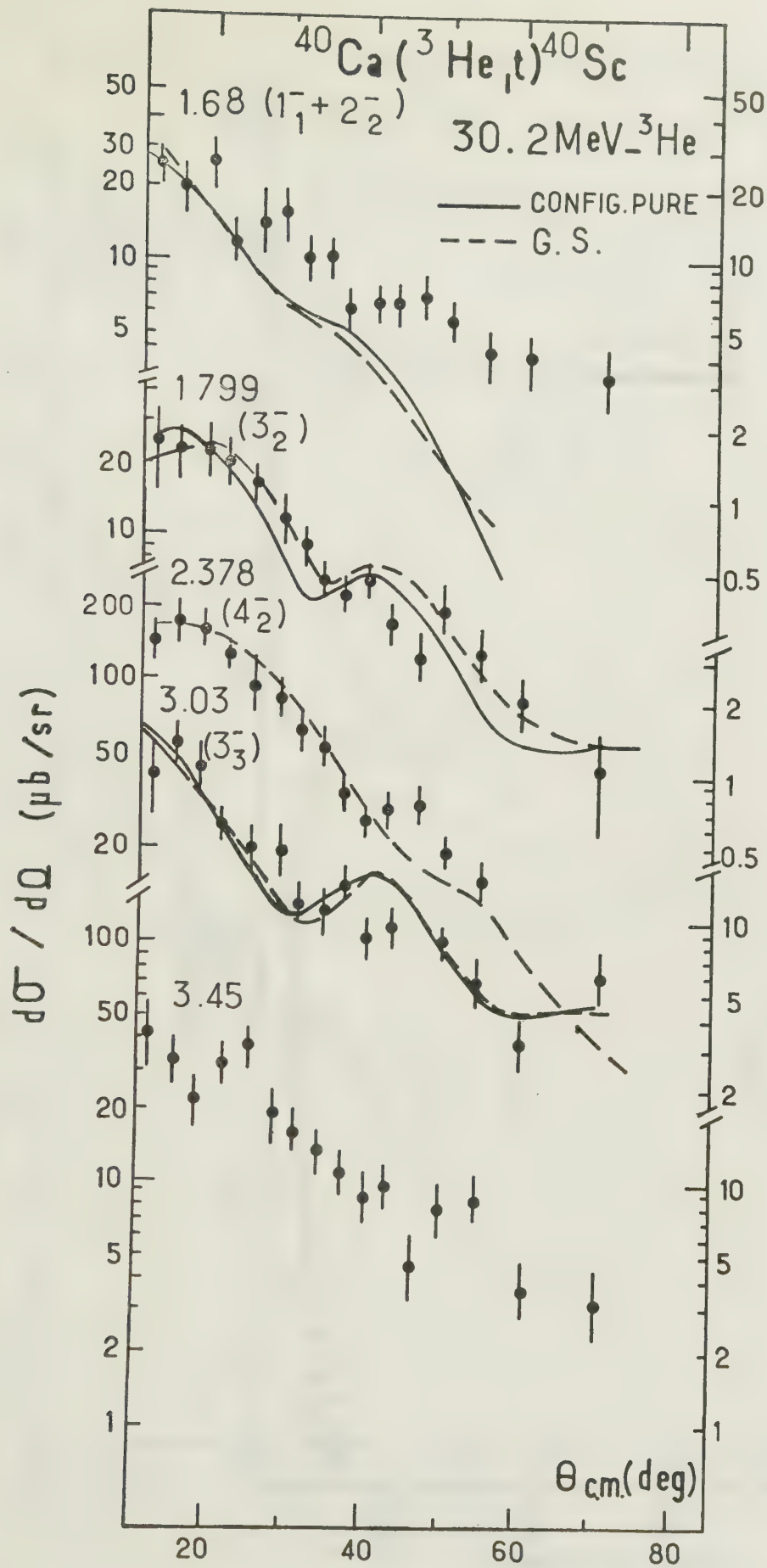


FIG.13

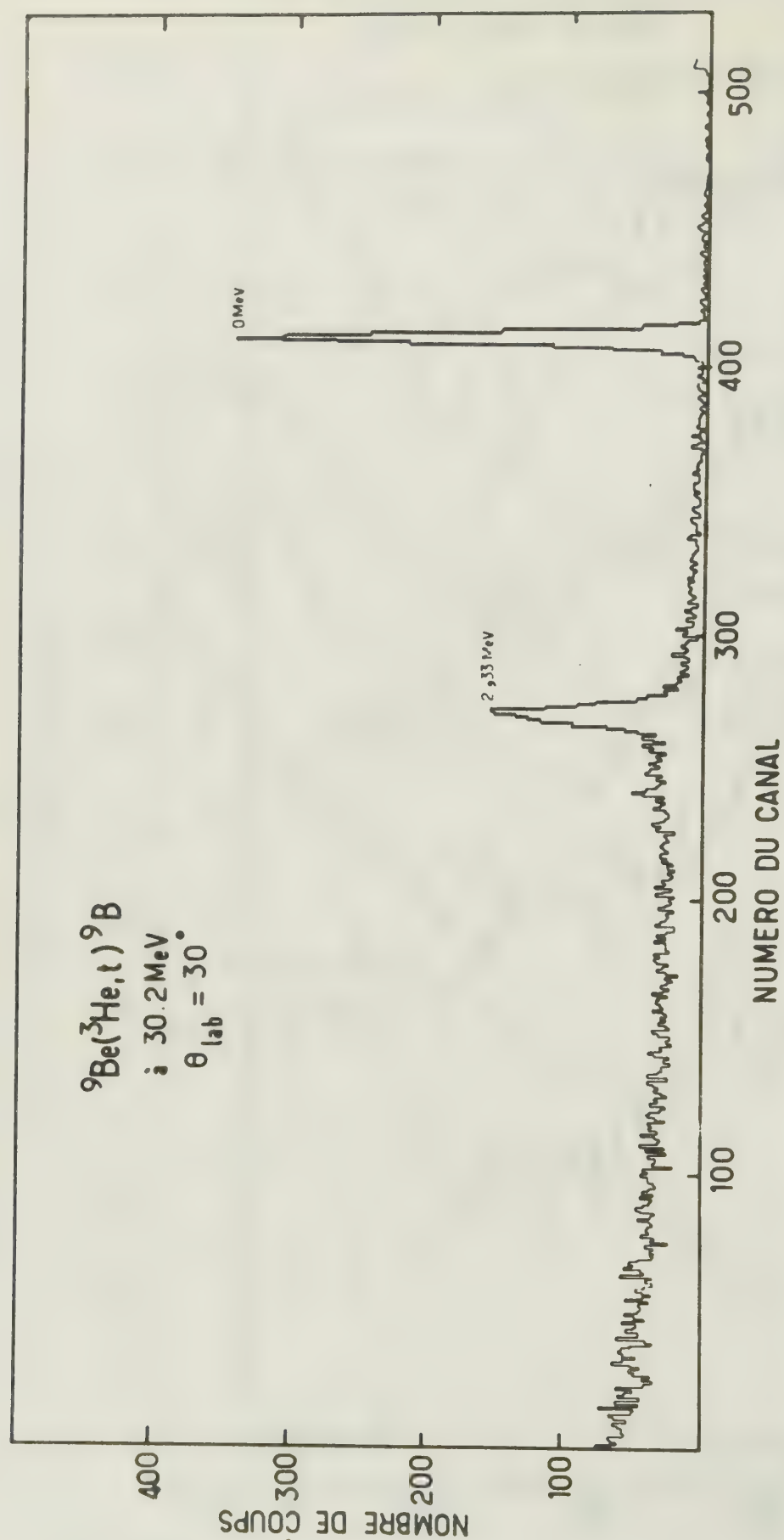


FIG. 14

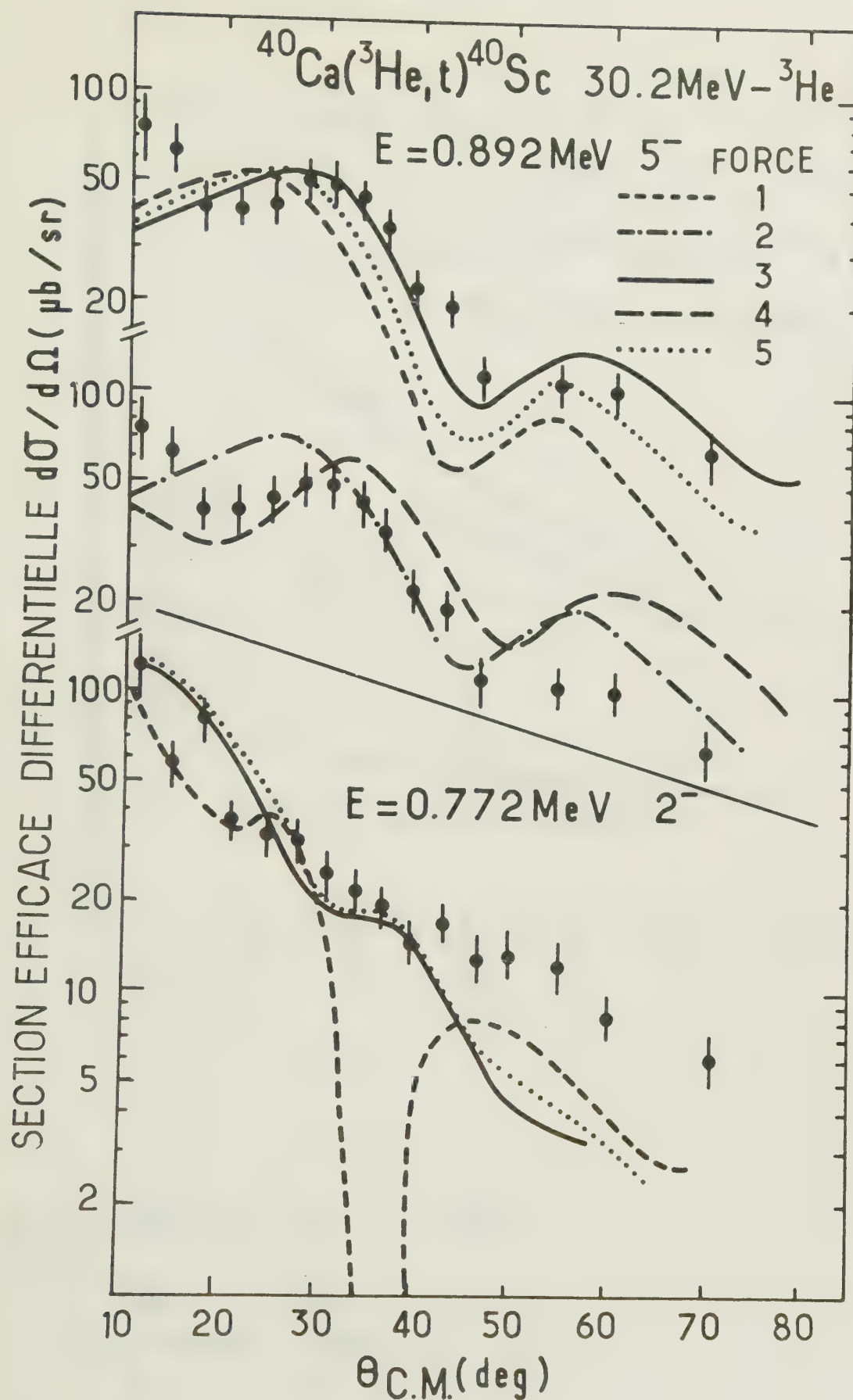


FIG. 15

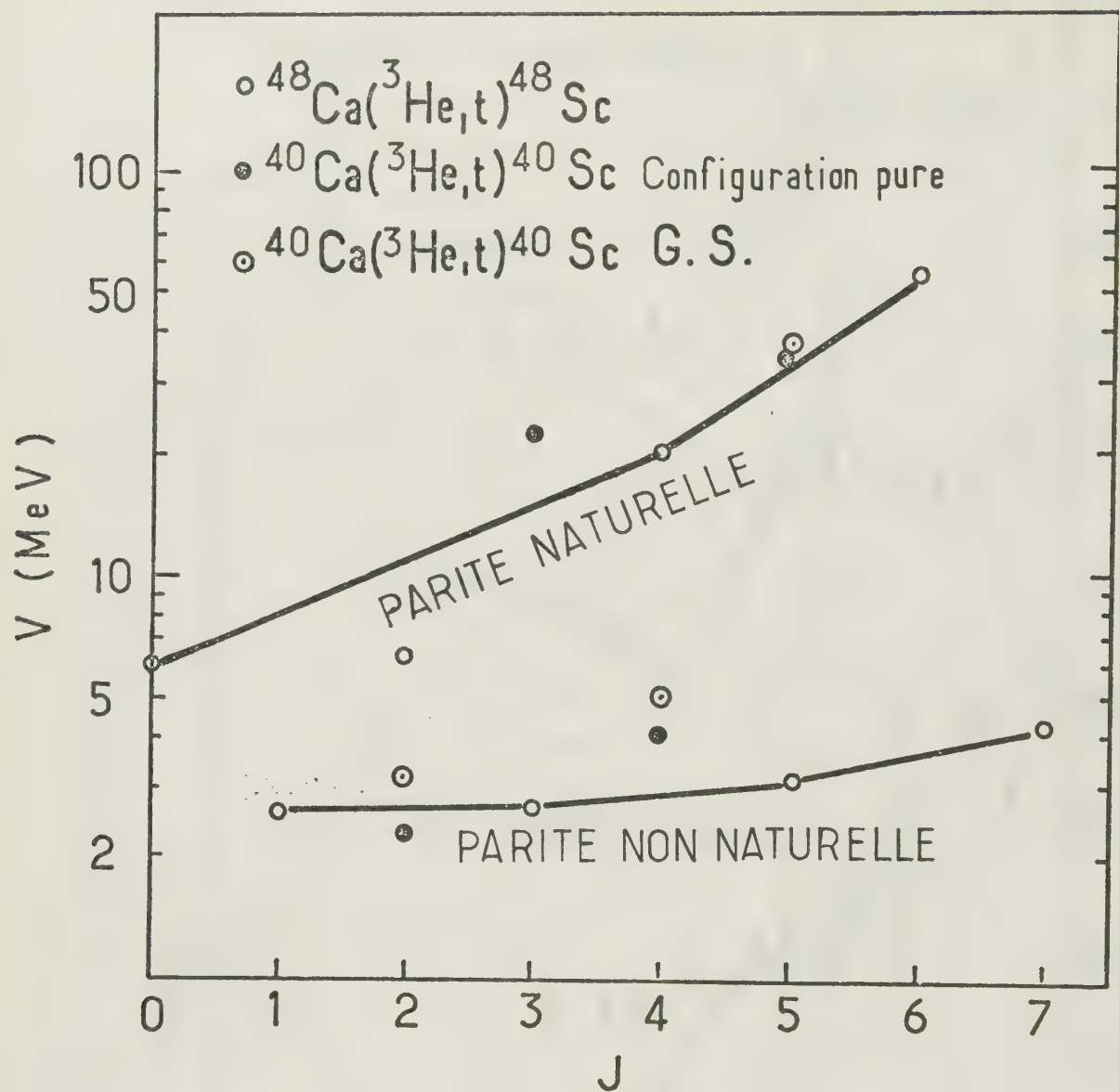


FIG.16

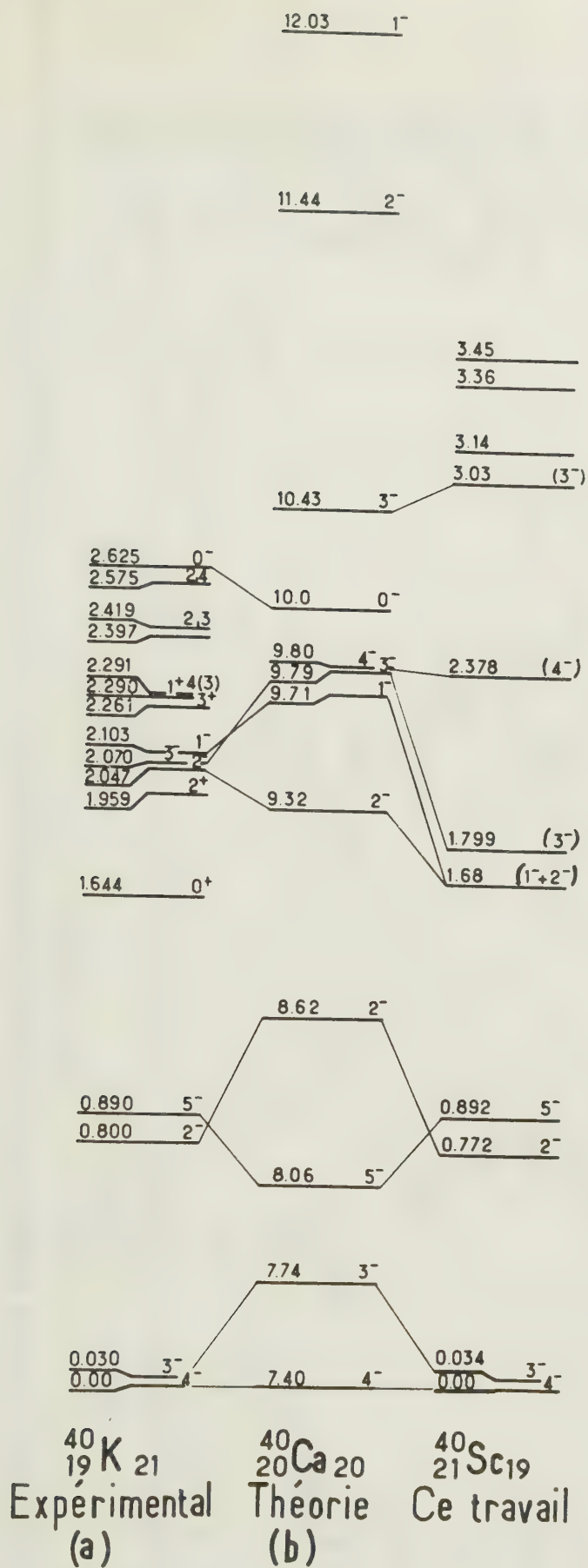
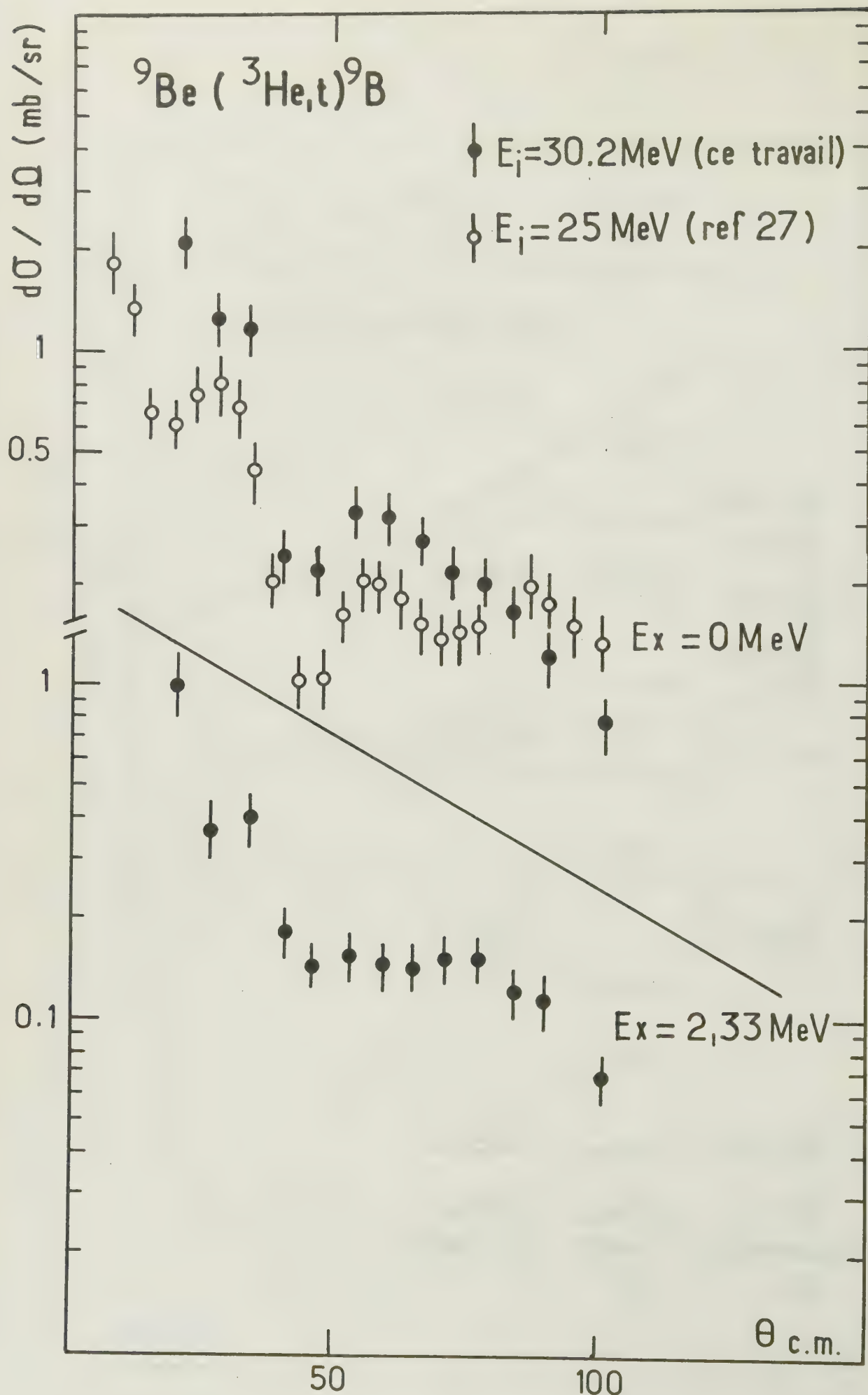


FIG.17



Distributions angulaires expérimentales

FIG. 18

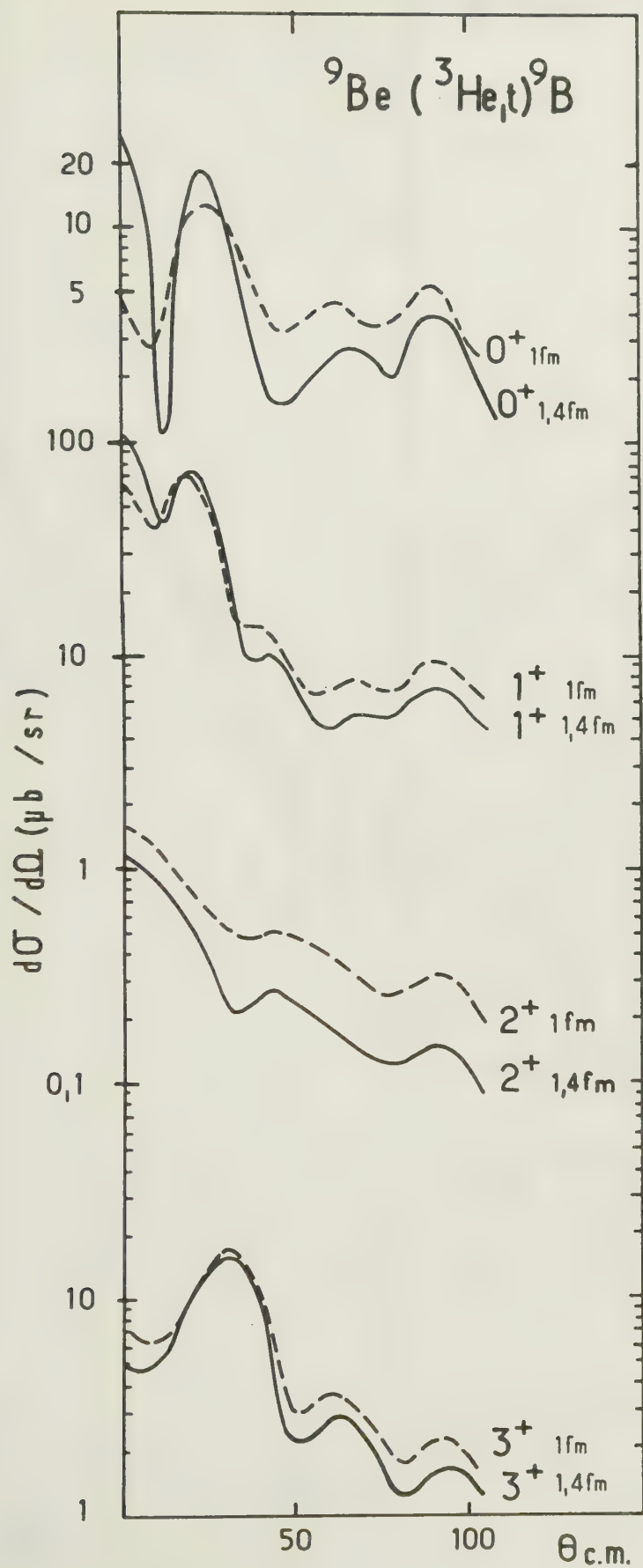


FIG.19

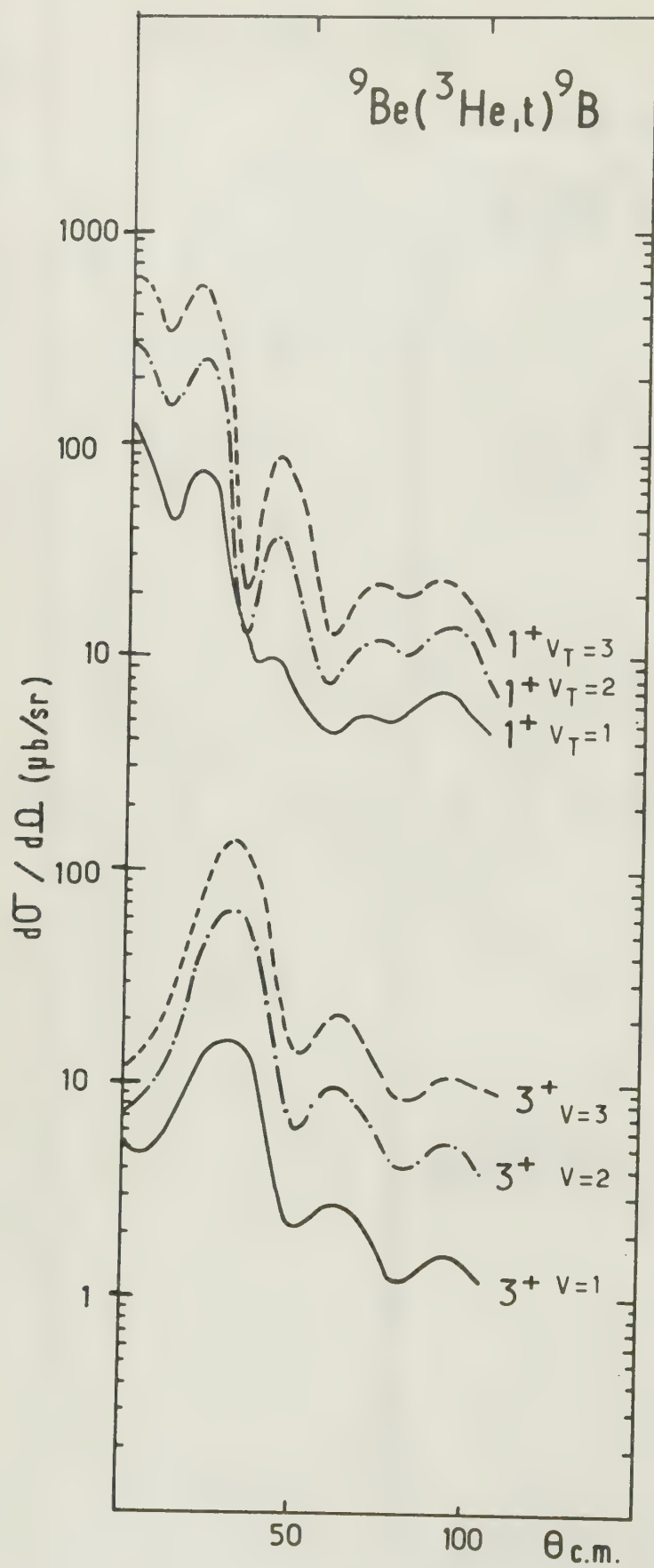


FIG. 20

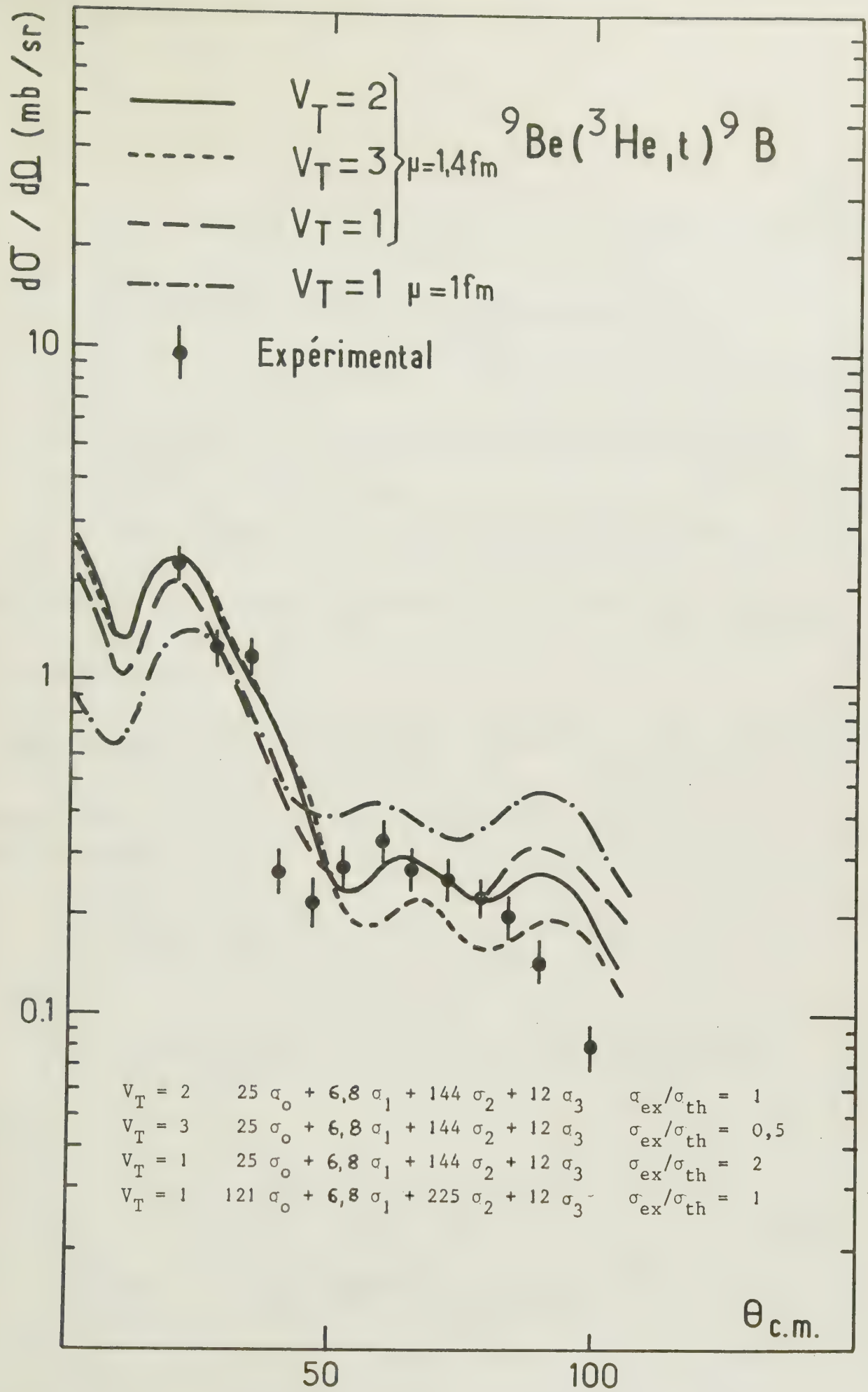


FIG. 21



APPENDICE A

Calcul de l'amplitude spectroscopique Z_{ii}^J ,

Les opérateurs p^+ , n peuvent se décomposer de la façon suivante :

$$p_{j_2 m_2}^+ n_{j_1 m_1 \alpha_1} = \sum_{JM} (-1)^{j_1 m_1} \langle j_1 m_1 j_2 - m_2 | J-M \rangle A_{JM}^+$$

A_{JM}^+ dépend de $(j_1 j_2)$ et de $\alpha_1 \alpha_2$ (isospin). Cela s'écrit : $A_{JM}^+ (j_1 j_2 \alpha_1 \alpha_2)$

La relation inverse s'écrit :

$$A_{JM}^+ (j_1 j_2 \alpha_1 \alpha_2) = \sum_{m_1 m_2} (-1)^{j_1 - m_1} \langle j_1 m_1 j_2 - m_2 | J-M \rangle p_{j_2 m_2 \alpha_2}^+ n_{j_1 m_1 \alpha_1} .$$

On veut séparer deux parties : celle des moments angulaires, celle des isospins dans l'opérateur A_{JM}^+

$$A_{JM}^+ (j_1 j_2 \alpha_1 \alpha_2) = \sum_{\tau \rho} (-1)^{\frac{1}{2} - \alpha_1} \langle \frac{1}{2} \alpha_1 \frac{1}{2} - \alpha_2 | \tau - \rho \rangle A_{JM\tau\rho}^+ (j_1 j_2)$$

c'est-à-dire :

$$A_{JM\tau\rho}^+ (j_1 j_2) = \sum_{\alpha_1 \alpha_2} (-1)^{\frac{1}{2} - \alpha_1} \langle \frac{1}{2} \alpha_1 \frac{1}{2} - \alpha_2 | \tau - \rho \rangle A_{JM}^+ (j_1 j_2 \alpha_1 \alpha_2)$$

d'où

$$\begin{aligned} Z_{ii} &= \langle \Phi_{J_f}^{M_f} | p_{j_2 m_2 \alpha_2}^+ n_{j_1 m_1 \alpha_1} | \Phi_{J_i}^{M_i} \rangle \\ &= \sum_{m_1 m_2} (-1)^{j_1 - m_1} \langle j_1 m_1 j_2 - m_2 | J-M \rangle \langle \Phi_{J_f}^{M_f} | A_{JM}^+ (j_1 j_2 \alpha_1 \alpha_2) | \Phi_{J_i}^{M_i} \rangle \end{aligned}$$

Le théorème de Wigner-Eckart s'applique sur

$$\begin{aligned} & \langle \phi_{J_f}^{M_f} | A_{JM}^+ (j_1 j_2 \alpha_1 \alpha_2) | \phi_{J_i}^{M_i} \rangle \\ \langle \phi_{J_f}^{M_f} | A_{JM}^+ | \phi_{J_i}^{M_i} \rangle &= \frac{(-1)^{2J}}{\sqrt{2J_f + 1}} \langle \phi_{J_f}^{M_f} || A_J^+ || \phi_{J_i}^{M_i} \rangle \langle J_i M_i JM | J_f M_f \rangle \end{aligned}$$

mais

$$\begin{aligned} \langle J_i M_i JM | J_f M_f \rangle &= (-1)^{J-J_f-M_i} \sqrt{\frac{2J_f + 1}{2J + 1}} \langle J_i -M_i J_f M_f | JM \rangle \\ &= (-1)^{J-J_f-M_i} \sqrt{\frac{2J_f + 1}{2J + 1}} (-1)^{J_i + J_f - J} \langle J_i M_i J_f -M_f | J -M \rangle \\ \langle \phi_{J_f}^{M_f} | A_{JM}^+ | \phi_{J_i}^{M_i} \rangle &= \frac{(-1)^{J_i M_i}}{\sqrt{2J + 1}} \langle \phi_{J_f}^{M_f} || A_J^+ || \phi_{J_i}^{M_i} \rangle \langle J_i M_i J_f -M_f | J -M \rangle \quad (I) \end{aligned}$$

On voit bien que la détermination de Z_{ii} , est ramenée au calcul de l'expression (I) où l'élément de la matrice réduit est indépendant de M.

Remarque : Cas où le noyau est à double couche complète l'expression

$$\langle \phi_{J_f}^{M_f} | A_{JM}^+ (j_1 j_2 m_1 m_2) | \phi_{J_i}^{M_i} \rangle$$

se simplifie et peut être remplacée par

$$\langle JM | A_{JM}^+ (j_1 j_2 m_1 m_2) | 00 \rangle$$

APPENDICE B

Calcul de $\langle {}^{40}\text{Sc} \mid A^+ \mid {}^{40}\text{Ca} \rangle$

On essaie de calculer l'amplitude spectroscopique de l'état fondamental de ${}^{40}\text{Sc}$ donné par la réaction (${}^3\text{He}, t$).

Cet état est formé par la configuration de proton-particule ($1f_{7/2}$) et de neutron trou ($1d_{3/2}$) qu'on écrit $[(1f_{7/2})_p^{+1} (1d_{3/2})_n^{-1}]_{j^\pi = 4^-}$.

$$Z_{ii'} = \langle \text{Sc} \mid A_{ii'}^+ \mid \text{Ca} \rangle$$

Pour simplifier les calculs dans cette expression on écrit Ca pour ${}^{40}\text{Ca}$ et Sc pour ${}^{40}\text{Sc}$.

i désigne l'état de trou, i' l'état de particule.

$$A_{ii'} = \sum_{\substack{m_i, m_{i'} \\ \tau_i, \tau_{i'}}} (-1)^{j_i - m_i + \frac{1}{2} - \tau_i} \langle j_i m_i j_{i'} - m_{i'} \mid 4 - M \rangle \langle \frac{1}{2} \tau_i, \frac{1}{2} - \tau_{i'} \mid 11 \rangle a_{i'}^+ a_i$$

$$j_i = \frac{3}{2}; j_{i'} = \frac{7}{2} \quad \text{et } M : \text{projection de } \vec{J} = \frac{7}{2}.$$

$$A_{ii'} = \sum_{\substack{m_i, m_{i'} \\ \tau_i, \tau_{i'}}} (-1)^{\frac{3}{2} - m_i + \frac{1}{2} - \tau_i} \langle \frac{3}{2} m_i \frac{7}{2} - m_{i'} \mid 4 - M \rangle \langle \frac{1}{2} \tau_i, \frac{1}{2} - \tau_{i'} \mid 11 \rangle a_{i'}^+ a_i$$

$$\mid \text{Sc} \rangle = \sum_{\substack{m_\alpha, m_\beta \\ \tau_\alpha, \tau_\beta}} (-1)^{j_\beta - m_\beta + \frac{1}{2} - \tau_\beta} \langle j_\beta m_\beta j_\alpha - m_\alpha \mid 4 - N \rangle \langle \frac{1}{2} \tau_\beta, \frac{1}{2} - \tau_\alpha \mid 11 \rangle a_\alpha^+ a_\beta \mid 00 \rangle$$

a_α^+ = création d'une particule dans la couche $f_{7/2}$

a_β = annihilation d'une particule dans la couche $d_{3/2}$

$$\langle S_c | = \sum_{\substack{m_\alpha m_\beta \\ \tau_\alpha \tau_\beta}} (-1)^{j_\beta - m_\beta + \frac{1}{2} - \tau_\beta} \langle j_\beta m_\beta j_\alpha - m_\alpha | 4-N \rangle \langle \frac{1}{2} \tau_\beta \frac{1}{2} - \tau_\alpha | 1 \rangle \langle 00 | a_\beta^+ a_\alpha$$

$$Z_{ii'} = \sum_{\substack{m_i m_{i'} \\ \tau_i \tau_{i'} \\ m_\alpha m_\beta \\ \tau_\alpha \tau_\beta}} (-1)^{j_i - m_i + \frac{1}{2} - \tau_i + j_\beta - m_\beta + \frac{1}{2} - \tau_\beta} \langle j_i m_i j_{i'} - m_{i'} | 4-M \rangle \langle \frac{1}{2} \tau_i \frac{1}{2} - \tau_{i'} | 11 \rangle \times \\ \langle j_\beta m_\beta j_\alpha - m_\alpha | 4-N \rangle \langle \frac{1}{2} \tau_\beta \frac{1}{2} - \tau_\alpha | 11 \rangle \times \\ \langle 00 | a_\beta^+ a_\alpha a_{i'}^+ a_i | 00 \rangle.$$

Posons $\mathcal{H} = \langle 00 | a_\beta^+ a_\alpha a_{i'}^+ a_i | 00 \rangle$

où i = état de trou ; i' = état de particule ; a_β^+ opérateur de création d'un trou à la couche $d_{3/2}$; a_α = opérateur d'annihilation d'une particule à la couche $f_{7/2}$.

La méthode la plus simple pour calculer l'élément de la matrice $\mathcal{H}$ consiste à remplacer l'ensemble des opérateurs $a_k^+ a_l$ par les opérateurs homologues associés aux "quasi-particules"⁽⁴⁰⁾.

soit f notation pour le niveau de Fermi ; ces opérateurs de quasi-particules sont reliés aux opérateurs de particules par la transformation

$i < f \Leftrightarrow a_i$: annihilation d'un trou $\sim \xi_i^+$: création d'une quasi-particule

$i' > f \Leftrightarrow a_{i'}^+$: création d'une particule $\sim \xi_{i'}^+$: création d'une quasi-particule

$\alpha > f \Leftrightarrow a_\alpha$: annihilation d'une particule $\sim \xi_\alpha$: annihilation d'une quasi-particule

$\beta < f \Leftrightarrow a_\beta^+$: création d'un trou $\sim \xi_\beta$: annihilation d'une quasi-particule

le calcul de $\mathcal{H}$ est ramené au calcul de $\mathcal{H}'$:

$$\mathcal{H}' = \langle 00 | \xi_\beta \xi_\alpha \xi_i^+ \xi_{i'}^+ | 00 \rangle$$

En appliquant les relations d'anticommutation

$$[\xi_\ell, \xi_k] = [\xi_\ell^+, \xi_k^+] = 0 \text{ et } [\xi_\ell, \xi_k^+] = \delta_{\ell k}$$

On a

$$\mathcal{H}' = \delta_{\alpha i'} \delta_{\beta i} - \langle 00 | \xi_i^+ \xi_\beta | 00 \rangle - \delta_{\beta i'} \langle 00 | \xi_\alpha \xi_i^+ | 00 \rangle + \langle 00 | \xi_i^+, \xi_\beta \xi_\alpha \xi_i^+ | 00 \rangle$$

On a d'autre part

$$\langle 00 | \xi_i^+ \xi_\beta | 00 \rangle = 0 \quad (\text{propriété d'annihilation d'une quasi-particule})$$

$$\langle 00 | \xi_i^+, \xi_\beta \xi_\alpha \xi_i^+ | 00 \rangle = 0 \quad (\text{valeur moyenne sur le vide du produit normal})$$

Après la simplification

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}' = \delta_{\alpha i'} \delta_{\beta i} - \delta_{\beta i'} \delta_{\alpha i}$$

$$\alpha = 7/2, \beta = 3/2$$

$$\text{mais } \delta_{\beta i} \cdot \delta_{\alpha i} = 0$$

$$Z_{ii'} = \delta_{\alpha i'} \delta_{\beta i} \sum_{\substack{m_\alpha m_\beta \\ \tau_\alpha \tau_\beta}} \left\langle \frac{7}{2} m_\alpha \frac{3}{2} - m_\beta \middle| 4-N \right\rangle^2 \left\langle \frac{1}{2} \tau_\alpha \frac{1}{2} - \tau_\beta \middle| 11 \right\rangle^2$$

$$Z_{ii'} = \delta_{\alpha i'} \delta_{\beta i}$$



APPENDICE C

Déplacement de l'énergie coulombienne entre ^{40}K et ^{40}Sc

On peut calculer approximativement la différence entre les énergies d'excitation relatives aux niveaux homologues des deux noyaux ^{40}K et ^{40}Sc , de la manière suivante. On suppose que ces niveaux ont une structure particule-trou ; on peut alors écrire :

$$\begin{aligned} |^{40}\text{K} > &= \sum \alpha_{jj'}^{\text{K}} \quad n_j^+ \quad p_{j'} |^{40}\text{Ca} > \\ |^{40}\text{Sc} > &= \sum \alpha_{jj'}^{\text{Sc}} \quad p_j^+ \quad n_{j'} |^{40}\text{Ca} > \end{aligned}$$

La différence d'énergie entre deux niveaux correspondants de ces deux noyaux est obtenue à partir de la relation :

$$\Delta = \langle ^{40}\text{Sc} | H | ^{40}\text{Sc} \rangle - \langle ^{40}\text{K} | H | ^{40}\text{K} \rangle .$$

Etant donné que $\alpha^{\text{K}} \approx \alpha^{\text{Sc}}$, la différence entre les coefficients $\alpha_{j',j}^{\text{K}}$ et $\alpha_{j',j}^{\text{Sc}}$ est négligeable, et par conséquent seule l'interaction coulombienne contribue à l'expression de Δ :

$$\Delta = \langle ^{40}\text{Sc} | V_c | ^{40}\text{Sc} \rangle - \langle ^{40}\text{K} | V_c | ^{40}\text{K} \rangle .$$

De plus, dans la matrice d'interaction coulombienne, les éléments diagonaux sont beaucoup plus grands que les autres; alors, Δ devient :

$$\Delta \approx \sum \alpha_{jj'}^2 \left[(\epsilon_{pj'} - \epsilon_{nj}) - (\epsilon_{nj'} - \epsilon_{pj}) \right]$$

où ϵ_n et ϵ_p sont les énergies du neutron et du proton célibataire trouvés sur leur orbite.

Le déplacement de l'énergie coulombienne de l'état à particule indépendante est défini par : $\delta_j = \epsilon_{pj} - \epsilon_{nj}$.

Le déplacement total sera donc :

$$\Delta = \sum_j \alpha_{jj}^2 (\delta_j + \delta_{j'}) .$$

Le déplacement de l'énergie coulombienne est tout à fait indépendant de l'orbite j considérée, pourvu que le proton sur cette orbite soit suffisamment lié. C'est le cas des états de trous : $\delta_j = \delta$. Pour les états de particules, on néglige les faibles contributions des orbitales supérieures à $2p_{3/2}$ (dans ce cas l'erreur ne sera pas plus grande que 10 keV pour l'état 1^- , et encore beaucoup plus faible pour les autres états). On définit $\delta_{f7/2} = \delta_{p3/2} + d$ de telle sorte que :

$$\Delta = (\delta + \delta_{f7/2}) - d \sum_j \alpha_{j p3/2}^2 .$$

Le déplacement relatif entre deux états différents (1 et 2) est :

$$\Delta_2 - \Delta_1 = d \sum_j [\alpha_{j p3/2}^2 (1) - \alpha_{j p3/2}^2 (2)] .$$

Selon Nolen et Schiffer⁽⁴⁵⁾ cette valeur peut être évaluée à environ 290 keV. On peut ainsi calculer la différence de déplacements de l'énergie coulombienne $\Delta_{j\pi} - \Delta_4^-$ en utilisant soit les fonctions d'onde des configurations pures, soit les fonctions d'onde G.S.. Ces valeurs sont données dans le tableau ci-après. Les fonctions d'onde G.S. sont utilisées ensuite pour déduire les énergies d'excitation des niveaux de ^{40}Sc à partir de niveaux correspondants du noyau ^{40}K . L'accord avec l'expérience est bon.

Dans ce tableau, pour chaque état excité de ^{40}Sc , la différence des déplacements de l'énergie coulombienne $\Delta_{j\pi} - \Delta_4^-$ est calculée de deux manières : configuration pure et fonctions G.S.. Elle est comparée ensuite aux valeurs expérimentales.

Tableau

J^π	Energie d'excitation (keV)		Déplacement (valeur exp) (keV)	$\Delta_{J^\pi} - \Delta_{4^-}$ (calculée)		Energies d'excitation déduites pour ^{40}Sc (G.S) (keV)
	$^{40}\text{Sc}(\text{exp})$	$^{40}\text{K}(\text{exp})$		conf.pure	G.S.	
3_1^-	34	30	4	0	0	30
2_1^-	772	800	-28	0	-17	783
5^-	892	890	2	0	0	890
2_2^-	(1680)	2047	-367	-290	-287	1760
3_2^-	1799	2070	-271	-290	-220	1850
1_1^-	(1680)	2103	-423	-290	-290	1813
0^-		2625		-290	-290	2335

